



Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ aéroporté pour un test du principe d'équivalence

Pierre Alain Gominet

► To cite this version:

Pierre Alain Gominet. Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ aéroporté pour un test du principe d'équivalence. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2015. Français. NNT : 2015BORD0011 . tel-01168749

HAL Id: tel-01168749

<https://theses.hal.science/tel-01168749>

Submitted on 26 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ LASERS, MATIÈRE ET NANOSCIENCES
LABORATOIRE PHOTONIQUE, NUMÉRIQUE ET NANOSCIENCES

par
Pierre-Alain GOMINET

**Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$
aéroporté pour un test du principe d'équivalence**

Sous la direction de : Philippe BOUYER

Soutenue le 26 janvier 2015

Composition du jury :

M. Franck PEREIRA DOS SANTOS	SYRTE, Observatoire de Paris	Rapporteur
M. Ernst RASEL	Institut für Quantenoptik, Universität Hannover	Rapporteur
M. François NEZ	Laboratoire Kastler-Brossel, ENS	Président du jury
M. Alexandre GAUGUET	Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UPS	Examineur
M. Thomas LÉVÈQUE	Centre National d'Études Spatiales	Examineur
M. Philippe BOUYER	LP2N, Institut d'Optique d'Aquitaine	Directeur de thèse
M. Arnaud LANDRAGIN	SYRTE, Observatoire de Paris	Membre invité



Thèse préparée à :
Institut d'Optique d'Aquitaine

Laboratoire Photonique, Numérique et Nanoscience (UMR 5298)
Rue François Mitterrand
33400 Talence

Remerciements

Avant toute chose, je souhaite remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse, pour le temps qu'ils ont consacré à lire et corriger ce manuscrit, et pour s'être déplacé jusqu'à Bordeaux afin d'assister à ma soutenance. Je remercie ainsi Ernst Rasel et Franck Pereira Dos Santos d'avoir accepté le rôle de rapporteur, François Nez pour avoir accepté de présider le jury ainsi qu'Alexandre Gauguet et Thomas Lévêque.

Cette soutenance fut le point d'orgue de trois années et demi passées au Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences (LP2N). Ce fut une aventure intense et qui restera un moment important de ma vie. Entrecoupée de déménagements et accompagnant la création du laboratoire, elle fut pleine de surprises et m'a permis de faire la connaissance d'un nombre important de personnes, que je souhaite remercier.

La première de ces personnes est Philippe Bouyer, mon directeur de thèse. Je le remercie pour m'avoir fait confiance et accueilli au sein de l'équipe ICE. Je me souviens encore de notre premier contact téléphonique, lors duquel il m'a annoncé que la thèse ne se ferait non pas à l'Institut d'Optique à Palaiseau, mais dans la nouvelle antenne à Bordeaux. Étant né à Bordeaux (et un peu chauvin), j'étais plus que ravi de cette nouvelle. Après deux mois passés à Palaiseau, eu lieu le premier déménagement pour Bordeaux. Je dis premier, car nous nous sommes d'abord installé dans des locaux provisoires avant de véritablement emménager dans le nouveau bâtiment de l'Institut d'Optique d'Aquitaine. Ces déménagements et la création du nouveau laboratoire, dont Philippe est le directeur, lui ont demandé, et lui demande toujours beaucoup de temps et d'implication, mais il a toujours été là aux moments importants du projet, aussi bien lorsque nous rencontrions des problèmes, que lors des réussites. Ses encouragements, ses idées et son enthousiasme furent un réel moteur pour moi, notamment au début de ma thèse. Les discussions que j'ai pu partager avec lui, sa motivation, son recul et son expérience furent essentiels à la réalisation de l'interféromètre Potassium, qui fut longue et relativement difficile. Philippe alloue une grande autonomie à ses étudiants ainsi que des moyens substantiels, nous permettant de gérer le déroulement et l'orientation du projet dans des conditions quasi-idéales. Mais avec Philippe, c'est également des souvenirs autour d'une table, d'un bon repas et d'une... d'un certain nombre de bouteilles de vin, à parler physique évidemment (on ne se refait pas), mais aussi de ski, de sécurité sociale aux États-Unis, de voyages, de souvenirs du passé, de vin et j'en passe. Je pense que je me souviendrai toute ma vie de son déménagement avec son sous-sol remplis d'une cinquantaine (centaine ?) de

ces espèces d'énormes briques creuses qu'il a fallu enfourner dans le camion et décharger, avant de les ré-empiler. Mais c'était pour la bonne cause, car lorsque je vois maintenant sa cave et toutes ces bouteilles rangées dans ces étagères de briques, je ne peux qu'être émerveillé. Et puis j'ai finalement eu droit à mon saut dans la piscine accompagné du barbecue. Philippe, pour tout cela je te remercie ! Je te souhaite une excellente continuation et la réussite dans tes nouveaux projets. Je quitte le monde de la recherche mais j'espère que l'on gardera contact et que l'on pourra discuter de temps en temps autour d'une bouteille de vin.

Je souhaite également remercier l'ensemble des membres de l'équipe ICE qui ont grandement participé à la réalisation de l'expérience et aux résultats présentés dans ce manuscrit. Car ce travail fut, indéniablement, un travail collectif et collaboratif.

Je souhaite ainsi remercier Rémi Geiger, Guillaume Stern, Vincent Ménoret et Baptiste Battelier, qui composait l'équipe lors de mon arrivée. Si je n'ai finalement que peu travaillé avec Rémi et Guillaume, ils ont participé au voyage sur Bordeaux et à la découverte des sous-sols du bâtiment A33 de l'administration de l'Université de Bordeaux, ainsi qu'au baptême du "*couloir de la mort*". Je remercie Rémi pour son ouverture, sa gentillesse mais surtout sa passion pour la physique. Le simple fait de l'écouter parler de l'expérience, de ses rouages ou des principes physiques sous-jacents, suffit à vous motiver et ne peut susciter que l'émerveillement, tant ses paroles débordent d'enthousiasme. Et je suis persuadé qu'il réussira à transmettre cette passion à ses étudiants. Je remercie Guillaume pour sa bonne humeur, son recul sur l'expérience qu'il a vu "grandir" depuis le début, ainsi que pour son travail sur la nouvelle enceinte, qui m'a grandement simplifié la tâche.

Je remercie également Vincent, avec qui j'ai passé une année entière au sous-sol. Malgré sa rédaction et ses aller-retours entre Paris et Bordeaux, il a toujours été là pour m'aiguiller et m'apprendre le fonctionnement de l'expérience jusque dans ces moindres détails. Sa réactivité, sa faculté à surmonter et contourner certains problèmes ou interrogations m'ont réellement beaucoup appris. Je ne le remercierai jamais assez de la patience dont il a fait preuve avec moi et le temps qu'il a passé à répondre à mes interrogations. Je vous souhaite à toi et à Guillaume beaucoup de réussite chez Muquans !

Enfin le dernier du quatuor, et certainement le plus important, Baptiste. Il a tenu le rôle de Philippe au quotidien, du budget aux formalités administratives avec Novespace en plus de son rôle au laboratoire. Il était à nos côtés chaque jours, nous conseillant, répondant à nos questions et en soulevant d'autres et à participer activement à la naissance du nouveau set-up. À titre personnel, j'ai toujours pu compter sur lui lorsque j'en avais besoin, que se soit une question matérielle, de physique ou technique. Il a également passé beaucoup de temps à lire, corriger, relire et re-corriger ce manuscrit, et croyez-moi, il lui a fallu beaucoup de patience (surtout quand on voit à quoi ressemblait les premiers jets). Bref, il tient le rôle de pierre angulaire dans l'équipe ICE, ce qui n'est pas une chose toujours facile. Baptiste, je te souhaite beau-

coup de réussite dans le futur, aussi bien sur le plan personnel que professionnel, et continue à éduquer musicalement les prochains étudiants avec la fameuse poche à (excellents !) CD.

Par la suite, l'équipe ICE a aussi vu l'arrivée de nouvelles personnes, et la première d'entre elles, fut Brynle Barrett. Venu directement du Canada, il s'est parfaitement intégré et a transformé l'expérience (et je suis encore en-dessous de la vérité). C'est bien simple, sans lui, je n'aurai certainement pas pu voir la réalisation du double interféromètre. Il fut pour moi un moteur, un exemple et un excellent prof d'anglais... Même si ce mettre à mon niveau d'anglais lui a valu quelques railleries de la part de sa femme, Jackie (que je salue au passage), lorsqu'il rentrait chez lui et lui parlait avec un ton lent et un vocabulaire édulcoré. Pédagogue et patient, il m'a également beaucoup appris sur l'interférométrie atomique et la physique en général. Nos conversations sur le cinéma ou les séries vont me manquer, et je le remercie pour cette découverte qu'est la série Silicon Valley. A contrario, je pense que mon côté un peu bordélique ne lui manquera pas dans la labo. Brynle, ce fut un plaisir de te connaître, et je ne te remercierai jamais assez pour tout ce que tu as fait. J'espère que l'on restera en contact et que l'on pourra se refaire quelques parties de frisbee.

Un an après Brynle, ce fut au tour de Laura de nous rejoindre. Jeune diplômée, elle a apporté un vent de fraîcheur et a su parfaitement s'intégrer à l'équipe. Elle a tout de suite était plongée dans le monde de la thèse, entre l'alignement des miroirs, l'injection des fibres et l'acquisition de plusieurs flopées de données. Elle maîtrise et connaît maintenant l'expérience comme sa poche, et, si vous avez de la chance, vous pourrez l'entendre fredonner ou parler toute seule lorsqu'elle manip', ce qui apporte un peu d'animation dans notre petit labo du rez-de-chaussée. Et enfin, Ce fut au tour de Laure, accompagnée de sa bonne humeur et de son peps, de rejoindre l'équipe ICE, après un premier stage chez nous et un autre à Stanford. Elle est arrivée à un moment clé (la réalisation du double interféromètre) qui représentait un des objectifs principaux du projet, mais il reste encore beaucoup de choses à réaliser. Je vous souhaite à toutes les deux beaucoup de courage (pour soulever le blindage) et de réussite pour la suite de vos thèses respectives, avec notamment la réalisation d'un superbe interféromètre double espèce Rb/K en 0g.

En dehors des membres de l'équipe ICE, un certain nombre de personnes ont beaucoup apporté à l'expérience, que ce soit de façon directe ou indirecte.

Je remercie ainsi Arnaud Landragin, qui malgré notre délocalisation sur Bordeaux a continué de venir nous voir, pour parler de l'expérience, des derniers résultats et des objectifs à plus ou moins long termes. Et même si dernièrement, ces nouvelles obligations de directeurs du Syrte et l'agrandissement de Muquans ont fait chuté la fréquence de ses visites, elles n'en restent pas moins importantes pour l'équipe. Il est en effet difficile de déterminer précisément les points sur lesquels Arnaud nous a

permis de progresser, tant les sujets abordés furent nombreux et variés, et son impact sur l'expérience reste incontestable. Les heures passées à échanger furent très enrichissantes, mais il est cependant nécessaire, pour que ces discussions soient efficaces, de bien avoir l'ensemble des questions que l'on souhaite lui poser en tête, sous peine de les voir se dérober sans s'en rendre compte. En effet, les discussions avec Arnaud ont ceci de particulier, qu'il est impossible d'avoir un contrôle raisonnable des sujets abordés et de leurs durées. Il a cette impressionnante capacité à digresser et de vous emporter au fil des discussions, jusqu'à vous faire oublier LA question importante qui vous taraude depuis des semaines à propos d'un point précis de l'expérience. Et ce n'est qu'une fois qu'il est parti qu'on réalise qu'il est trop tard. Si en plus de ça, j'ajoute Philippe à l'équation, il devient alors extrêmement difficile de recentrer la conversation, mais c'est aussi cela qui crée une ambiance et des conditions de recherche idéales, permettant de faire une pause, souffler un peu avant de repartir dans le vif du sujet ou bien de voir la naissance de nouveaux projets. Enfin, je tiens à signaler aux futurs thésard(e)s, qu'il est hautement imprudent d'être seul face à ces deux loustics lorsque vous alignez le banc laser. Si par malheur, votre alignement n'est pas parfait (comme par exemple, une perte de puissance au travers d'un MAO), ils vont vouloir des réponses, avec le risque de toucher les miroirs eux même, et de préférence ceux en amont, les premiers, ceux qui nous obligent à tout réaligner derrière... Histoire vécue, un chaud mois d'août 2012, seul, au fond d'un sous-sol.

Ma thèse fut financée par une bourse commune CNES/CNRS, et je tiens à remercier, Linda Mondin qui travaillé alors au CNES et qui fut mon tout premier contact lorsque j'ai décidé de me lancer dans cette aventure. Je lui souhaite beaucoup de réussite à l'ESA où elle travaille actuellement. Et bien évidemment, je remercie chaleureusement Thomas Lévêque qui a remplacé Linda et qui fut mon contact au CNES pendant près de deux ans. Ses conseils avisés et son calme nous ont beaucoup apporté lors des campagnes de vol, durant lesquelles il venait nous aider (... et voler également).

Je remercie également David Holleville, du SYRTE, pour son aide sur la finalisation des plans de l'enceinte à vide et la réalisation des nouveaux collimateurs. La mise sous vide de l'enceinte fut également effectuée au SYRTE, et si je n'étais pas présent lors de cette étape, je remercie l'ensemble des personnes qui nous ont aidé à sa réalisation : Jean-Pierre Aoustin, Florence Cornu, Bertrand Venon, Michel Lours, Sébastien Merlet, Carlos Garrido-Alzar, Luigi De Sarlo,... La campagne de vol effectuée avec Luigi et David restera également un excellent souvenir (peut être un peu moins pour ce dernier, je dois avoir des photos quelque-part), et je vous souhaite bonne chance dans la réalisation de vos futurs projets.

Je souhaite également remercier l'ensemble du personnel de Novespace, et plus particulièrement Patrice Rosier, le référent de l'expérience ICE, suivant cette dernière depuis pas mal de temps maintenant, Nicolas Courtioux pour tous les aspects tech-

niques et Anne-Clothilde Duchesne pour l'ensemble des tâches administratives. Et même si l'évolution des règles de sécurité évolue constamment (et parfois à quelques semaines de la campagne), nous obligeant à effectuer des changements... continuellement, ils fournissent une ambiance de travail agréable qui permet d'aborder les vols (presque) sereinement. Je tiens également à remercier Thierry Gharib, Christophe Mora et Frédéric Gai pour m'avoir accueilli dans l'avion, avec un morceau de l'expérience au Salon Du Bourget en 2013. Ce fut une expérience très enrichissante.

Au laboratoire, je remercie tout particulièrement le service électronique, à savoir Giorgio Santarelli (avec sa voix qui porte et son accent amenant un peu de soleil), Jean-Hugues Codarbox et Jérémie Leonardon. Il nous ont notamment aidé à la réalisation de certains ensembles du nouveau système de contrôle de l'expérience, et répondu à toutes nos questions pour tout ce qui touchait de près ou de loin à l'électronique. Jérémie, j'espère que ton retour sur Toulouse te fera du bien et que tu t'amélioreras au poker, et j'attends toujours la fondue. Giorgio, tu m'as rabattu les oreilles pour qu'il y ait du Pessac-Léognan à mon pot de thèse, alors que tu n'as pu être présent. Tu sais ce qu'il te reste à faire pour te faire pardonner.

La thèse c'est également une communauté au sein du laboratoire, avec laquelle on peut discuter physique mais aussi de tout et surtout de rien. Et si au début nous étions un peu isolé dans notre sous-sol, il y avait à mon départ un véritable groupe de doctorants, de post-docs, et de membres permanents ou non. Les discussions que nous avions, permettaient parfois de nous débloquer et d'avancer sur un sujet mais elles permettaient surtout de décompresser et penser à autres choses.

Je remercie ainsi Leticia qui fut une des premières personnes à nous rejoindre à Bordeaux, pour ses idées, son entrain et les discussions que nous avons pu partager. J'espère que tout se passe bien pour toi à Barcelone et je te souhaite beaucoup de bonheur.

Je remercie également Antoine, québécois au sourire constant, maniant la langue française avec dextérité de façon à faire un jeu de mots (plus ou moins réussi) toutes les deux phrases et dont l'objectif reste à faire décrocher un sourire à toutes les personnes à qui il parlera dans la journée. On a passé de super moments et soirées, et la fois où tu es resté coincé (avec 4 autres personnes) dans l'ascenseur chez moi restera en pôle position, avec les très "joyeux" et "animés" conseils de labos où nous étions les représentants des membres non-permanents. Grâce à lui, j'ai également pu connaître brièvement Jonah, avec qui c'était un plaisir, une fois n'est pas coutume, de discuter gastronomie, fromage qui coule, vin et bière avec américain (si on excepte la bière au café, objet de discorde récurrent). Étienne, pour sa gentillesse et son écoute, ses bons plans (restos, concerts, festivals, les foots entre midi et deux, les manifestations culturelles et/ou sportives,...), les apéros et soirées (aaahhh la soirée Pain-Vin-Fromage-Super NES/Wii). Je remercie aussi Hugo avec qui j'ai longuement parlé de la météo bordelaise et de ses aléas. J'espère qu'un jour tu auras l'occasion

de me faire visiter ton magnifique pays. Sans oublier Rémi, avec qui j'ai partagé une salle de bureau et un radiateur d'appoint pendant près d'un an. Entre foot, tennis-PC, ping-pong, clash of clans et petites piques incessantes, on s'est bien éclaté au labo et autour de quelques bières en ville. Et la prochaine fois, évite de casser ton verre de vin...

Je remercie également le trio MIGA. Tout d'abord Jonathan que j'ai connu pour la première fois lors de la conférence YAO à Cracovie, puis revu à Paris pendant ICAP et qui un jour, débarque au labo pour y travailler. Toujours de bonne humeur, on a passé quelques soirées sympatoches dont une qui restera gravée dans ma mémoire, à l'abbaye des Vaux de Cernay. Il y a aussi Isabelle avec qui j'ai toujours aimé discuter, car on est toujours plus ou moins d'accord sur à peu près tout (à part l'histoire des méchants docteurs et des gentils professeurs), et ça, c'est tout de même un véritable plaisir. Pour être exact, on est souvent d'accord lorsqu'il s'agit de critiquer... Et je ne désespère pas de te voir un jour, lors d'une représentation de catch, et non, je n'ai pas de "touffe de cheveux blancs". Et enfin Sebastian, qui est resté à peine un an, mais qui m'a finalement motivé à aller surfer (à défaut d'aller courir ensemble). J'espère que tu m'hébergeras quand je viendrai pour l'Oktoberfest à Munich. Je remercie également Andra, Deepak et Grigor avec qui j'ai également passé de bons moments, ainsi que Margaux, arrivée quelques mois avant que je parte et qui m'a fait connaître un autre Pierre-Alain.

Je remercie également Simon, Bin, Chiarra, Shelvon, Dan (encore désolé pour la joue), Philippe Lalanne (qui a encore un bon jeu de jambes), Benjamin, ainsi que toutes les autres personnes que j'ai pu croiser au laboratoire.

Sans oublier Fabien, à l'administration, indispensable au passage des commandes et aux remboursements et Stéphanie pour tout ce qui concerne les inscriptions. Vous avez tous les deux abattu un travail formidable et j'espère sincèrement qu'on se reverra. Heureusement l'arrivée de Laurent a pu les délester d'une partie de leur travail.

Ça c'était pour la partie labo, mais j'ai également pu compter sur le soutien de mes amis, qui n'ont, quant à eux, aucun rapport avec le laboratoire. Les voir permet de penser à autre chose, de sortir de l'expérience et bien entendu de s'éclater.

Je remercie donc avec pleins de bisous, toute la bande des conn*rds, qu'ils soient sur Bordeaux ou ailleurs en France ou même exilés à l'autre bout du monde. Je remercie tout particulièrement ceux qui ont pu se déplacer à ma soutenance à savoir Amélie, Dorian, Fabien, Mathieu et Romain. Merci pour votre soutien même si ça m'a mis un petit coup de stress en plus. Et je remercie bien entendu tous les autres : Alexis, Antoine, Arnaud, Dupec, Gauthier, Magalie, Nehme, Prioll, Romain S'Mons, Seby, Toto408. Avec eux, j'aurai tellement de choses à raconter qu'il vaut mieux que je n'en dise pas plus. D'une, cela prendrait trop de temps, et de deux, cela ne nous mettrait pas forcément vraiment à votre... notre avantage. On pourra cependant parmi

tant d'autres, les séjours skis, la descente de la Leyre en kayak avec les 20 litres de bières à bord, la Poney party de Rennes, la communauté des phoques en piscine pessacaise et la super-héros party que je n'oublierai pas.

Sans oublier Antoine & Flory (et Côme & Marion), Axelle Benjamin, Bertrand (aaaah les souvenirs entre férias et phocogiraphes... J'ai des photos !), Camille, Claire, C-M, Constance, Delphine, Emma, la p'tite Laure, Marcof, Nicolas, Poussinette, Tom, Quentin, 1100 et toutes les autres personnes que j'ai pu croiser et avec qui j'ai passé d'excellents moments. Être ami avec tous ce joli monde n'est parfois pas une partie de plaisir, mais je vous aime tous. Vous mériteriez tout un chapitre mais je dois me contraindre à un paragraphe, et de toute façon, on se revoit bientôt. Vous êtes des champions, champions.

Des bisous à tous.

J'adresse également un merci tout particulier au MLA qui a un peu bercé ma jeunesse.

Je remercie l'ensemble des membres de l'association Aquidoc d'hier et d'aujourd'hui. Tous ces mercredi midi, ces soirées, ces afterlab et ces forums furent un doux mélange de travail, de stress, de franches rigolades, de mails en pagaille, pour une superbe expérience.

Enfin, je remercie l'ensemble de ma famille pour leur soutien et leurs encouragements, de mes grands-parents à mes cousin(e)s, en passant par mes oncles et tantes. Un grand merci à mon frère, à qui je dois beaucoup. Il est toujours là quand j'en ai besoin, et même si on a toujours été très différent, au fond on se ressemble énormément. Je ne résiste pas à l'envie de paraphraser quelque-chose que j'ai lu une fois : *La Terre et la Lune sont comme des frères, n'est-ce pas ? À la fois éloignés mais tellement proches... Et gardant toujours un œil sur l'autre, comme deux frères.* Cette petite analogie résume, je trouve, plutôt bien notre relation. Merci pour tout Florent, et un jour, on se fera une petite partie de "Donjons et Catapultes" !!

Et surtout un grand merci à mes parents qui nous ont toujours soutenu mon frère et moi. C'est grâce à eux si aujourd'hui, j'écris cette thèse. Ils m'ont beaucoup apporté et ce n'est qu'après bien des années qu'on réalise la chance qu'on a de les avoir. Je me sers donc de ces lignes pour vous adresser un immense MERCI. Je vous aime fort !

Pour finir, je souhaiterais remercier une personne toute particulière à mes yeux, et à mon cœur : Zoé. Tous les jours, elle m'a encouragé, soutenu, supporté, accompagné, bref elle m'a été (et m'est toujours) indispensable. Elle est la personne sur qui j'ai toujours pu compter ou me reposer, et a toujours cru en moi. Dans les moments de doute, son pragmatisme et son réconfort furent salvateurs ; dans les moments de bonheur, elle était tout simplement avec moi, les rendant encore plus intenses.

Cette thèse est marquée par son empreinte, et c'est donc aussi un peu la sienne. Zoé, mon amour, pour tout ça je te remercie, et surtout, je t'aime !

À mes parents et mon frère,

Table des matières

Introduction	1
1 Notions théoriques sur l'interférométrie atomique	7
1.1 Transition Raman et Interférométrie atomique	8
1.1.1 Transitions Raman stimulées	8
1.1.2 Évolution du système	10
1.1.3 Génération des séparatrices et miroirs à atomes	11
1.1.4 Sélectivité en vitesse d'une transition Raman	13
1.2 Déphasage au sein d'un interféromètre atomique	14
1.3 Fonction de sensibilité	17
1.4 Mesure d'accélération avec un interféromètre atomique	21
1.4.1 Cas du gravimètre	22
1.4.2 Accéléromètre en régime de faible vitesse et faible accélération .	24
1.5 Conclusion	26
2 Dispositif expérimental	27
2.1 Les vols paraboliques et la micro-pesanteur	27
2.1.1 L'airbus A300 Zéro-g : un laboratoire volant	27
2.1.2 Impesanteur et paraboles	28
2.1.3 Déroulement d'une campagne de vol	29
2.1.4 Contraintes des vols paraboliques	30
2.2 Présentation générale du dispositif expérimental	33
2.3 Système laser	35
2.3.1 Sources lasers	36
2.3.2 Asservissement et contrôle des fréquences	37
2.3.3 Amplification et doublage	42
2.3.4 Banc optique	43
2.3.5 Vers une source laser double-espèce simultanée	46
2.4 Système de contrôle et d'acquisition	48
2.5 Rack expérimental	49
2.5.1 Enceinte à vide	49
2.5.2 Optiques	51
2.5.3 Détection	54

2.5.4	Bobines	56
2.5.5	Antennes RF / micro-onde	56
2.5.6	Structures et Rack	57
2.5.7	Blindage magnétique	58
2.5.8	Accéléromètre mécanique	59
2.6	Conclusion et perspective	60
3	Source double espèce d'atomes froids	61
3.1	Source Rubidium 87	61
3.1.1	Refroidissement des atomes	61
3.1.2	Mesures de température	62
3.1.3	Préparation des atomes	66
3.1.4	Détection des atomes par fluorescence	67
3.2	Source Potassium 39	68
3.2.1	Refroidissement sub-Doppler : théorie	68
3.2.2	Réalisation sur l'expérience	70
3.2.3	Préparation des atomes	74
3.2.4	Détection des atomes	76
3.3	Limites du dispositif et évolutions	77
3.4	Conclusion	79
4	Résultats expérimentaux	81
4.1	Interféromètre Rb	81
4.1.1	Campagnes de vol d'octobre 2013	82
4.1.2	Gravimètre Rb	86
4.1.3	Synthèse des avancées sur l'interféromètre Rb	94
4.2	Interféromètre Potassium	94
4.2.1	Préambule : Interféromètre de Ramsey Potassium	94
4.2.2	Gravimètre Potassium	96
4.2.3	Synthèse des avancées sur Potassium	103
4.3	Corrélations et interféromètre hybride	103
4.3.1	Corrélations	104
4.3.2	Interféromètre hybride	106
4.3.3	Estimation des performances de l'accéléromètre hybride	109
4.3.4	Résultats expérimentaux	111
4.3.5	Conclusion	114
4.4	Conclusion	115
5	Vers un test du Principe d'Equivalence en impesanteur	117
5.1	Le principe d'équivalence	117
5.1.1	Définition	117
5.1.2	Test du principe d'équivalence faible	118

5.1.3	Test du principe d'équivalence faible avec l'interférométrie atomique	121
5.2	Mesure de l'accélération différentielle	122
5.2.1	Déphasage différentiel	123
5.2.2	Réjection des vibrations	125
5.2.3	Estimation du déphasage différentiel	126
5.3	Impact du gradient de gravité et des rotations sur le déphasage différentiel	128
5.3.1	Incidence du gradient de gravité sur l'accélération différentielle	129
5.3.2	Incidence de la trajectoire de l'avion	132
5.4	Conclusion	136
	Conclusion	139
A	Atomes Rb/K	145
A.1	Atome de Rubidium 87	145
A.2	Atome de Potassium 39	147
B	Plan enceinte	149
	Publication	157
	Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers	159
	Bibliographie	229

Introduction

Les accéléromètres sont des capteurs qui permettent de mesurer les accélérations d'un appareil ou d'un corps par rapport à un référentiel d'inertie. Ils sont aujourd'hui omniprésents dans notre société, des manettes de jeux vidéos aux voitures pour le déclenchement des airbags, en passant par les smartphones ou les appareils photos.

Leur développement a commencé dans les années 70 et s'est démocratisé à la fin des années 90 avec leur miniaturisation, par le biais de la technologie MEMS (*MicroElectroMechanical Systems*). Cette réduction de taille (quelques millimètres pour un accéléromètre 3-axes conditionné dans une puce) a ainsi permis leur intégration dans de nombreux produits "grand public". Si la taille de ces accéléromètres a pu être grandement réduite, leurs performances restent médiocres et sont adaptées à des mesures d'accélérations brèves et peu précises, telles que la détection de chocs ou du mouvement des bras.

Des accéléromètres plus performants ont donc été développés pour certaines applications telles que la navigation inertielle. Ils font alors généralement partis d'un ensemble appelé centrale inertielle. Ces instruments regroupent des accéléromètres et des gyromètres permettant de couvrir les 6 degrés de liberté. Ils équipent les avions (de ligne ou de chasse), les bateaux ou encore les sous-marins et permettent d'estimer l'orientation de l'appareil, sa vitesse ainsi que sa position de façon autonome.

Enfin, il existe une dernière classe d'accéléromètres, réservée à la métrologie et dont la sensibilité est bien plus grande que les modèles présentés ci-dessus. Basés sur des technologies complètement différentes et généralement destinés à réaliser des mesures en laboratoire, ils sont plus encombrants et difficilement transportables. On peut citer les gravimètres à coin cube [Marson 86] et les gravimètres supraconducteurs [Courtier 00] qui sont utilisés pour la mesure de l'accélération de pesanteur g et de ses gradients. Ces mesures, particulièrement utiles pour sonder le sous-sol et connaître la distribution des masses souterraines, touchent des domaines variés comme la sismologie, l'hydrologie ou l'exploration minière et pétrolière [Novák 03, Imanishi 04, MIGA 11].

Dans les années 90, un nouveau type d'instrument, sensible aux effets inertiels, fut élaboré : le gravimètre atomique [Kasevich 91, Kasevich 92]. Ce dernier a la particularité de délivrer une mesure de l'accélération de pesanteur absolue et a une dérive quasi-nulle, faisant des interféromètres atomiques des instruments particulièrement intéressants pour des mesures métrologiques. Ces interféromètres sont basés sur l'exploitation du caractère ondulatoire de la matière, qui est un des éléments clefs de

la mécanique quantique : les atomes se comportent comme des ondes qui peuvent interférer entre elles.

C'est Louis de Broglie, en 1923, qui généralisa la dualité onde-corpuscule des photons aux particules matérielles [de Broglie 23], avec sa célèbre expression $\lambda_{dB} = h/p$, reliant la quantité de mouvement p de la particule avec sa longueur d'onde. Cette relation implique qu'à température ambiante, les longueurs d'onde typiques pour les particules de matières sont bien inférieures au nanomètre, rendant leur aspect ondulatoire difficile à observer.

Le développement du laser dans les années 60 a tout d'abord offert la possibilité d'utiliser l'interaction dipolaire électrique, avec une lumière proche de résonance, afin de diffracter les atomes. Puis, de la fin des années 70 jusqu'au milieu des années 90, de nombreuses études furent réalisées sur le refroidissement et le piégeage des atomes par laser [Ashkin 78, Phillips 85, Raab 87], qui ont notamment conduit à un prix Nobel de physique en 1997 [Cohen-Tannoudji 03].

Ralenti à des vitesses de l'ordre de quelques millimètres par seconde (correspondant à des températures de quelques microKelvins), il fut alors possible d'observer directement leur nature ondulatoire. Depuis, le champ de recherche des interféromètres atomiques a rapidement évolué et cette technologie s'est rapidement imposée comme une des plus prometteuses pour la mesure ultra-précise d'effets inertiels, que ce soit pour des mesures de gravimétrie [Peters 01, Le Gouët 08], de rotations [Gustavson 97, Gauguet 09, Stockton 11, Tackmann 12], ou de gradiométrie [McGuirk 02], ainsi que pour des mesures de constantes fondamentales [Wicht 02, Fixler 07, Lempert 08, Bouchendira 11]...

Le principe de fonctionnement d'un accéléromètre à atomes froids peut être décrit simplement de la façon suivante : après la fin du piège, on vient mesurer la position du nuage d'atomes froids en chute libre, par rapport à une phase laser lors de trois impulsions lasers successives ; nous donnant ainsi accès à l'accélération moyenne subie par le nuage entre les impulsions. Il est important de noter que la sensibilité sur la mesure d'accélération croît comme le carré du temps passé par le nuage dans l'interféromètre, à l'instar d'un interféromètre optique où l'augmentation de la longueur des bras permet d'avoir une meilleure sensibilité. On comprend ainsi aisément que le temps de chute libre des atomes a une importance capitale sur les performances de l'accéléromètre atomique.

Le projet ICE (*Interférométrie à source Cohérente pour l'Espace*), sur lequel j'ai travaillé durant ma thèse, est un accéléromètre atomique double espèce, fonctionnant avec les atomes de Rubidium (^{87}Rb) et de Potassium (^{39}K).

Le projet fut initié en 2006 [Nyman 06] à l'Institut d'Optique de Palaiseau. Il était à l'origine, le fruit d'une collaboration entre l'Institut d'Optique, le LNE-Syrte et l'ONERA, et dont le CNES est un partenaire privilégié. Fin 2011, l'expérience s'est

installée à Bordeaux à l'Institut d'Optique d'Aquitaine, au sein du Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N).

L'objectif principal de ICE est un test du principe d'équivalence faible (ou WEP, pour Weak Equivalence Principle), aussi appelé principe d'universalité de la chute libre (ou UFF pour Universality of Free Fall). Ce principe, observé pour la première fois par Galilée puis établi par Newton, peut se définir comme l'égalité entre la masse inertielle et la masse gravitationnelle. Autrement dit, l'accélération subie par un corps en chute libre dans un champ de pesanteur ne dépend ni de sa masse, ni de sa composition. Le test du principe d'équivalence faible s'effectue en comparant l'accélération de deux objets de masse différente. Dans les interféromètres atomiques, ce sont deux nuages d'espèces atomiques différentes qui tiennent ce rôle, le Rubidium et le Potassium dans notre cas.

Si aucune violation n'a jusque là été mesurée (avec une sensibilité sur la mesure de l'ordre de 10^{-13}), il est important d'aller plus loin. En effet, parmi les quatre interactions fondamentales actuellement répertoriées, la gravitation se singularise et ne peut être unifiée aux autres sous sa forme classique (la relativité générale). Et la plupart des théories se prêtant à l'unification des 4 forces (telle que la théorie des supercordes), suggèrent l'existence de nouvelles interactions qui se manifesteraient notamment par une violation apparente du principe d'équivalence à un niveau extrêmement faible ($< 10^{-15}$).

La sensibilité des interféromètres atomiques en fait donc de parfaits candidats pour le test du principe d'équivalence. La particularité du projet ICE, qui le démarque de n'importe quelle autre expérience d'atomes froids, est qu'il a pour objectif d'effectuer ce test en micro-pesanteur à bord de l'Airbus A300 Zéro G de Novespace. Cet avion effectue plusieurs campagnes de vols paraboliques par an, et permet d'accéder à une vingtaine de secondes de micro-pesanteur à chaque parabole. Les temps de chute libre obtenus dans l'avion sont donc bien plus importants que ceux que l'on peut obtenir au sol, nous offrant ainsi la possibilité d'augmenter considérablement la sensibilité de notre interféromètre double espèce.

Le prolongement direct de l'expérience ICE est d'effectuer ce test dans l'espace sur une plateforme satellite. Dans le cadre de futurs projets spatiaux, il est alors essentiel d'étudier le fonctionnement particulier de l'interféromètre en micro-pesanteur (mesures inertielles autour d'une valeur moyenne nulle, refroidissement évaporatif en impesanteur,...).

Si l'avion 0g permet de simuler l'impesanteur, l'expérience reste soumise à de fortes contraintes et à un environnement qui se situe très loin des conditions des salles de laboratoire. Il a donc fallu développer un dispositif expérimental suffisamment compact pour pouvoir être transporté du laboratoire jusqu'à l'aéroport, et suffisamment robuste pour résister aux conditions du transport et du vol (vibrations

importantes, changements de gravité et de température,...). Un soin tout particulier fut apporté au système laser, soumis à d'importants stress durant les campagnes.

Par ailleurs, le choix des atomes (^{87}Rb et ^{39}K) n'est pas anodin et fut réalisé en grande partie par rapport au système laser. Le Rubidium 87 est un atome dont les mécanismes de refroidissement sont bien connus et permettent la mise en œuvre d'un interféromètre sans difficulté majeure. La longueur d'onde de sa transition atomique se situe à la limite du domaine visible $\lambda_{\text{Rb}} = 780\text{ nm}$. Un étage de doublage de fréquence nous permet ainsi d'utiliser des sources et composants laser à 1560 nm, situés dans la bande C Telecom [Carraz 09, Stern 10]. Les technologies télécom ont bénéficié d'efforts colossaux de la part des industriels engagés dans le domaine des télécommunications optiques ces 20 dernières années. Ces composants étant fibrés, ils sont compacts, robustes et à même de résister aux conditions imposés par le transport et les vols paraboliques.

Pour le second atome, le choix aurait pu se porter sur un autre isotope du Rubidium, le ^{85}Rb . La longueur d'onde de la transition D2 pour ces deux atomes étant extrêmement proche, autour de 780 nm. Le ^{39}K lui a été préféré pour différentes raisons. L'une d'entre elles est que la violation du Principe d'équivalence devrait être plus importante avec deux atomes ayant un écart de masse important. Cette différence de masse est en effet 25 fois plus importante entre le ^{87}Rb et le ^{39}K qu'entre le ^{87}Rb et le ^{85}Rb . De plus, la longueur d'onde de la transition D2 du ^{39}K se trouve relativement proche de celle du rubidium, $\lambda=767\text{ nm}$, permettant l'utilisation des mêmes technologies de laser fibré.

L'expérience ICE est donc une plateforme de test, en vue de futurs projets spatiaux en effectuant des mesures dans l'avion 0g. La réalisation de mesures interférométriques dans l'avion rejoint, par ailleurs, les objectifs secondaires ou à plus long terme de l'expérience. On peut ainsi citer, le développement d'un interféromètre atomique 3 axes fonctionnant en milieu bruyé pour la navigation inertielle d'une part, mais également la réalisation de gravimètres atomiques transportables pour la recherche et l'industrie : géodésie, industrie minière et pétrolière, surveillance des activités sismiques et volcaniques, etc.

Lorsque je suis arrivé sur l'expérience, fin 2011, un accéléromètre Rubidium avait déjà été réalisé dans l'avion [Geiger 11b]. L'attention s'est donc portée sur la réalisation d'un interféromètre Potassium.

Ma première année de thèse fut consacrée en partie au refroidissement du Potassium, qui comparé au Rubidium, est plus complexe à refroidir, en grande partie à cause de sa structure atomique. Cela a nécessité l'installation d'une nouvelle source laser Potassium et son électronique d'asservissement associé. C'est en septembre 2012 que nous avons pour la première fois réussi à refroidir efficacement le Potassium avec une température d'environ 35 μK . Les premières franges de Ramsey optiques furent réalisées peu de temps après, en laboratoire mais également dans l'avion 0g.

Si refroidir le Potassium représente certaines difficultés, l'obtention d'un accéléromètre avec cet atome est également compliquée. Cela requiert un contrôle des différents paramètres expérimentaux particulièrement précis. Nous nous sommes ainsi aperçus que le principal élément limitant à la réalisation d'un accéléromètre Potassium était l'enceinte à vide et les éléments gravitant autour de celle-ci (gradient de champ magnétique, alignement des faisceaux,...). En parallèle du travail effectué sur le Potassium, j'avais également travaillé sur la conception d'une nouvelle enceinte à vide, spécialement dessinée pour l'interféromètre double espèce et la micro-gravité, et avons donc décidé de passer sur celle-ci en juillet 2013.

Après l'intégration complète du nouveau dispositif, la première étape fut de réaliser un interféromètre Rubidium, plus facile à mettre en œuvre, et permettant d'isoler et d'identifier plus facilement les éventuels problèmes liés au dispositif. Les très bons résultats obtenus, nous ont amené à basculer sur Potassium. Les premières franges contra-propageantes ^{39}K furent ainsi réalisées quelques semaines plus tard, en février 2014.

Notre priorité, avec le nouveau dispositif expérimental, était axée sur la faisabilité, c'est à dire l'obtention et le fonctionnement des deux interféromètres. Ce n'est qu'à la fin de ma thèse, après la réalisation de l'interféromètre Potassium que nous sommes revenus sur Rubidium afin de commencer la caractérisation de l'instrument, de certains effets systématiques et la réalisation du senseur hybride.

Plan du manuscrit

Ce mémoire est partagé en 5 chapitres. Le chapitre 1 présente les outils théoriques essentiels pour comprendre le fonctionnement d'un interféromètre atomique exploitant les transitions Raman stimulées. Je définis également les fonctions de sensibilité et de réponse aux accélérations de l'interféromètre, indispensable pour une bonne compréhension de l'accéléromètre hybride et de l'accéléromètre double espèce. Je termine par la présentation du régime gravimètre utilisé au sol sous une accélération constante non nulle, et le régime de faible accélération et de faible vitesse dans lequel notre interféromètre fonctionne en micro-pesanteur.

Au chapitre 2, je présente le déroulement des campagnes de vols paraboliques ainsi que les conditions expérimentales de l'avion 0g et leurs impacts sur l'expérience. Je détaille le dispositif expérimental dans son ensemble et notamment la partie comprenant la nouvelle chambre à vide qui a été remplacé au cours de mon doctorat.

La description de la source atomique double espèce est donnée dans le troisième chapitre. J'y explique les méthodes de refroidissement, de préparation et de détection des deux espèces atomiques, et les difficultés rencontrées avec le Potassium.

Les résultats expérimentaux recueillis au cours de ma thèse sont présentés au chapitre 4. Des premières franges de Ramsey Potassium obtenus sur l'ancien dispositif, aux récents résultats obtenus sur la nouvelle enceinte à vide sur Rubidium et Potassium.

Enfin dans le chapitre 5, j'explique le principe d'équivalence et ce qu'il implique dans la physique moderne. Je détaille ensuite comment extraire le déphasage d'un accéléromètre double espèce, et les différentes conséquences des vols paraboliques sur la mesure d'accélération différentielle et sur un test du principe d'équivalence faible.

1

Notions théoriques sur l'interférométrie atomique

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter les outils théoriques nécessaires à l'élaboration d'un interféromètre atomique sensible aux effets inertiels. Les interféromètres à ondes de matière sont semblables aux interféromètres optiques, dans le sens où leur principe général de fonctionnement consiste à séparer une onde incidente en deux ondes distinctes, qui suivent chacun des bras de l'interféromètre pour ensuite les recombinaison en sortie. Le signal d'interférence nous informe alors sur la propagation des ondes dans l'instrument et sur différents paramètres physiques susceptibles de les affecter (différence de longueur des bras de l'interféromètre, vitesse de rotation, champ de pesanteur, etc).

Dans un interféromètre optique, les lames séparatrices et les miroirs, faits de matière, sont communément utilisés pour séparer, refléter et recombinaison les ondes lumineuses. Dans un interféromètre atomique, si le principe reste le même, ce sont les ondes lumineuses qui sont utilisées comme séparatrices et miroirs sur les ondes de matières.

Je vais dans un premier temps détailler le principe de fonctionnement de l'interféromètre atomique et notamment la réalisation des séparatrices et des miroirs à l'aide de faisceaux lasers. Je rappelle ensuite les origines du déphasage au sein d'un interféromètre atomique ainsi que les définitions de sa fonction de sensibilité et de sa fonction de réponse, qui sont des éléments importants dans l'étude de notre accéléromètre.

Je finirai par présenter le fonctionnement de ce dernier dans deux régimes bien différents : sous une accélération constante non nulle et en régime de faible accélération et faible vitesse. Le premier régime de fonctionnement est celui que l'on retrouve au sol, lorsque que l'instrument est placé en mode gravimètre. Le second régime résume les conditions dans lesquelles nous sommes en micro-gravité. Ces deux modes de fonctionnement apportent chacun leurs spécificités et leurs contraintes que je détaillerai.

1.1 Transition Raman et Interférométrie atomique

Les transitions Raman stimulées permettent de générer les séparatrices et miroirs à atomes [Kasevich 91], indispensables au fonctionnement de notre interféromètre. Cette méthode a la particularité de diffracter le paquet d'onde de façon cohérente en jouant à la fois sur l'état externe des atomes (transmission d'une impulsion) et sur leur état interne. Ce dernier point est important puisqu'on peut ainsi observer le déphasage en sortie de l'interféromètre sans système d'imagerie complexe résolu en position, mais en mesurant la population relative d'atomes dans chacun des états internes, par fluorescence.

1.1.1 Transitions Raman stimulées

Le principe des transitions Raman repose sur le couplage entre deux niveaux atomiques stables $|f\rangle$ et $|e\rangle$ via un troisième niveau excité commun $|i\rangle$ et l'utilisation d'une transition à deux photons (Fig. 1.1). Dans notre cas les deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont les deux états hyperfins du niveau fondamental du Rubidium 87 et du Potassium 39 (voir Annexes A).

L'atome est éclairé par deux faisceaux Raman de vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 , et de pulsation ω_1 et ω_2 dont la différence de fréquence est proche de la fréquence d'horloge G . Un atome initialement dans l'état $|f\rangle$ absorbe un photon du premier laser L_1 et passe dans l'état $|e\rangle$ par une émission stimulée d'un photon du laser L_2 . Lors de cette opération, la quantité de mouvement de l'atome passe de \vec{p} à $\vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}$, où $\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Le transfert est donc maximal lorsque les faisceaux sont contre-propageants, on a alors $\vec{k}_{eff} \approx 2\vec{k}_{1,2}$. On notera donc $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, les deux états couplés par la transition Raman.

Lors d'une transition Raman à deux photons via l'état intermédiaire $|i\rangle$, la probabilité de désexcitation par émission spontanée n'est pas nulle, et se traduit par une perte de cohérence entre les états $|e\rangle$ et $|f\rangle$. De façon à limiter le processus d'émission spontanée, les deux lasers L_1 et L_2 sont désaccordés à une fréquence Δ très grande devant Γ , la largeur de raie naturelle des atomes (~ 6 MHz pour ^{87}Rb et ^{39}K).

Le taux d'émission spontanée évolue en $1/\Delta^2$ alors que l'efficacité du processus à deux photons associée à la transition est proportionnelle à $1/\Delta$ [Moler 92, Cheinet 06]. Il est donc possible de grandement réduire la contribution de l'émission spontanée et ainsi limiter la décohérence, tout en conservant une bonne efficacité de transfert. Cela passe tout de même par une augmentation de la puissance laser.

La condition de résonance est maximale lorsque la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2$ est égale à la différence d'énergies des deux niveaux couplés $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$.

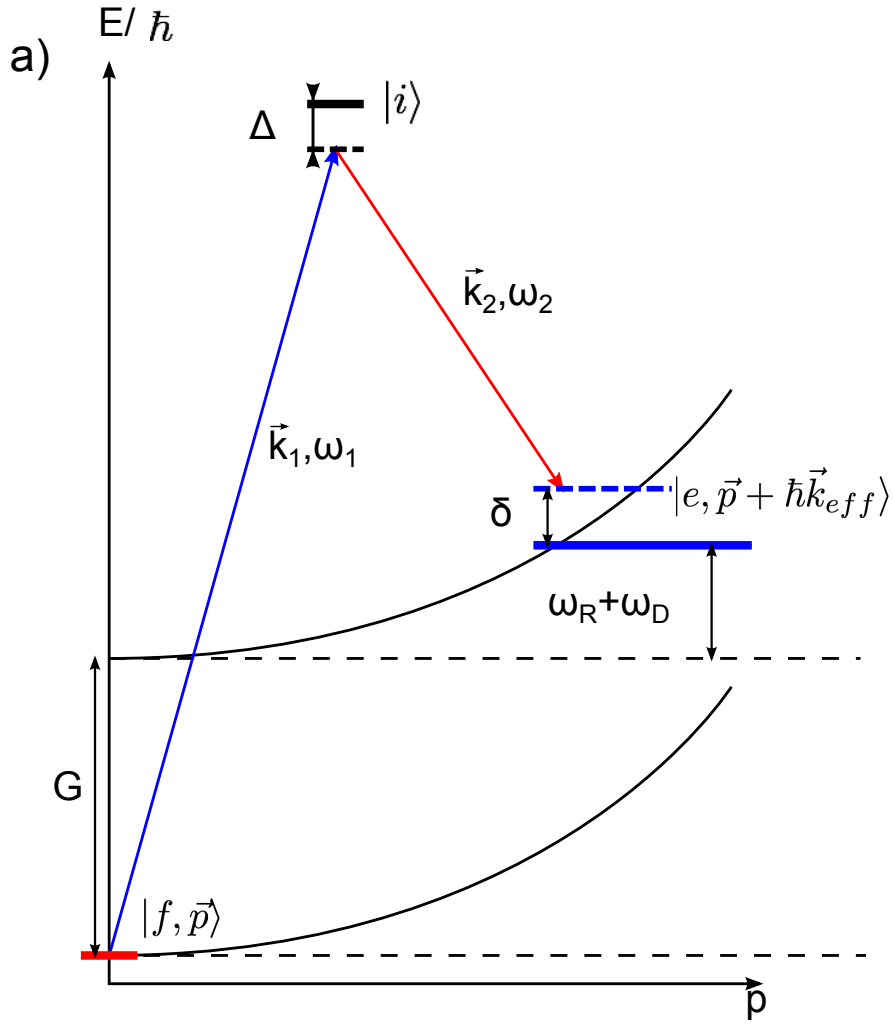


Figure 1.1 Représentation des niveaux d'énergie, les atomes initialement dans l'état $|f, p\rangle$ sont transférés dans l'état $|e, p + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$ via la transition à deux photons des faisceaux Raman contra-propageants.

On exprime ainsi l'équation de conservation de l'énergie :

$$\hbar \omega_{eff} = \hbar G + \hbar \omega_D + \hbar \omega_R + \delta^{AC}, \quad (1.1)$$

avec $\omega_{eff} = \omega_1 - \omega_2$ la différence de fréquence entre les deux lasers Raman, et G la pulsation d'horloge de l'atome. ω_D et ω_R sont respectivement les pulsations Doppler et de recul données par :

$$\omega_D = \frac{\vec{k}_{eff} \cdot \vec{p}}{M} \quad \text{et} \quad \omega_R = \frac{\hbar k_{eff}^2}{2M}, \quad (1.2)$$

avec M , la masse de l'atome.

Le dernier terme de l'équation 1.1, $\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_f^{AC}$ est la différence de déplacement lumineux entre les deux niveaux Raman. Nous supposons dans la suite des calculs que le déplacement lumineux généré par les lasers Raman est parfaitement compensé ($\delta^{AC} = 0$), c'est à dire que les intensités de chacun des lasers L_1 et L_2 ont été choisies de façon à ce qu'ils ne modifient pas la différence d'énergie entre les niveaux atomiques. Nous discuterons des conditions nécessaires à la compensation du déplacement lumineux un peu plus loin dans ce chapitre. Pour le calcul détaillé du déplacement lumineux, on peut se référer à [Cheinet 06].

On note donc l'écart à la résonance :

$$\delta = \hbar\omega_{eff} - \hbar G - \hbar\omega_D - \hbar\omega_R, \quad (1.3)$$

1.1.2 Évolution du système

Si le désaccord Δ est grand devant les pulsations de Rabi Ω_{f1} et Ω_{e2} des deux transitions optiques $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$, il est possible d'éliminer adiabatiquement l'état intermédiaire $|i\rangle$ et ainsi se ramener à l'étude d'un système à deux niveaux [Moler 92, Cohen-Tannoudji 92, Cheinet 06]. En écrivant le vecteur d'état :

$$|\Psi(t)\rangle = c_f(t)e^{-i(p^2/2M)t}|f, p\rangle + c_e(t)e^{-i[(p+\hbar k_{eff})^2/2M+G]t}|e, p+\hbar k_{eff}\rangle, \quad (1.4)$$

l'évolution du système associée à l'interaction avec les faisceaux Raman peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_f(t) \\ c_e(t) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \frac{\Omega_{eff}}{2} & \frac{\Omega_{eff}}{2}e^{i(\delta t+\phi)} \\ \frac{\Omega_{eff}}{2}e^{-i(\delta t+\phi)} & \frac{\Omega_{eff}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_f(t_0) \\ c_e(t_0) \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Avec ϕ la différence de phase des lasers Raman à l'instant $t = t_0$, et Ω_{eff} , la pulsation de Rabi effective de la transition Raman :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}}{2\Delta}. \quad (1.6)$$

La solution de l'équation 1.5 peut être trouvée dans [Moler 92, Cohen-Tannoudji 92] :

$$\begin{pmatrix} c_f(t_0 + \tau) \\ c_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = S(t_0, \tau, \phi) |\Psi(t_0)\rangle, \quad (1.7)$$

où $S(t_0, \tau, \phi)$ est la matrice d'évolution du système (avec τ la durée de l'impulsion), donnée par :

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) - i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} & \left[-i \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \right] e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} \\ \left[-i \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) e^{i(\delta t_0 + \phi)} \right] e^{i\frac{\delta \tau}{2}} & \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) + i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] e^{i\frac{\delta \tau}{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Avec Ω_r la pulsation de Rabi généralisée :

$$\Omega_r = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + \delta^2}, \quad (1.9)$$

et

$$\begin{cases} \cos \theta = -\frac{\delta}{\Omega_r} \\ \sin \theta = \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_r} \end{cases} \quad (1.10)$$

1.1.3 Génération des séparatrices et miroirs à atomes

La probabilité de transférer un atome initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$ vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar k_{eff}\rangle$ s'écrit comme une oscillation de Rabi de pulsation Ω_r :

$$P(\tau) = |c_e(\tau)|^2 = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_r^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right). \quad (1.11)$$

La condition de résonance est vérifiée lorsque $\Omega_{eff} = \Omega_r$, l'amplitude théorique est alors de 100 %. En ajustant la durée de l'impulsion Raman τ , on est alors capable de réaliser les séparatrices et miroirs dont nous avons besoin pour l'interféromètre atomique (voir Fig. 1.2-a).

En choisissant $\Omega_{eff} \tau = \pi$, l'ensemble des atomes initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$ est diffracté vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar k_{eff}\rangle$, et inversement. Cette impulsion, dite *impulsion* π , joue donc le rôle de miroir à atomes (Fig. 1.2-c). En choisissant $\Omega_{eff} \tau = \pi/2$, on réalise une impulsion $\pi/2$, c'est à dire que l'on passe de l'état $|f, \vec{p}\rangle$ (ou $|e, \vec{p} + \hbar k_{eff}\rangle$) à une superposition cohérente des deux états atomiques (Fig. 1.2-b). Ces deux opérations sont les éléments de base de l'interféromètre atomique.

Les matrices d'évolution associées à chacune de ces impulsions sont :

$$S_\pi(\phi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{et} \quad S_{\pi/2}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Lors de la diffraction, on remarque que l'expression $S(\phi)$ des matrices d'évolution fait apparaître une propriété importante des transitions Raman. Lors de cette

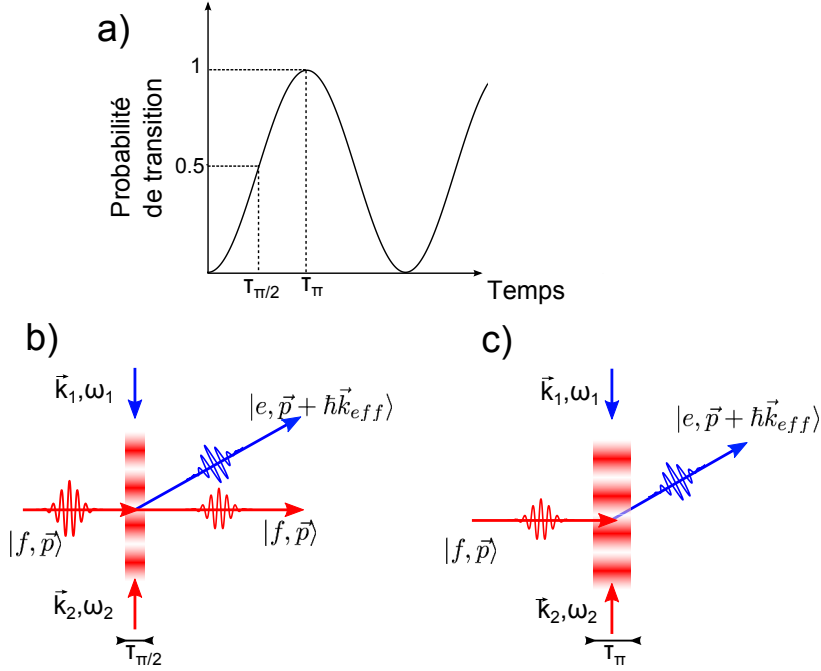


Figure 1.2 a) Oscillation de Rabi. b) Schéma de l'impulsion $\pi/2$ jouant le rôle de séparatrice. c) Schéma de l'impulsion π , jouant le rôle de miroir à atomes.

transition, la différence de phase ϕ entre les deux lasers Raman L_1 et L_2 est directement inscrite sur l'onde atomique diffractée. C'est un point essentiel pour le calcul du déphasage en sortie de l'interféromètre comme nous allons le voir dans la suite du chapitre.

Principe de l'interféromètre à 3 impulsions

On utilise ces impulsions $\pi/2$ et π afin de réaliser un interféromètre atomique, similaire à l'interféromètre de Mach-Zehnder optique (voir Fig.1.3). Les atomes sont préparés dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$, une première impulsion $\pi/2$ permet de créer une superposition d'état cohérente entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, évoluant librement pendant une durée T . Une impulsion π est ensuite appliquée de manière à réfléchir les deux paquets d'onde et les superposer après une seconde durée T . La troisième et dernière impulsion $\pi/2$ permet de fermer l'interféromètre et faire interférer les deux ondes entre elles.

La matrice S liée à l'évolution du paquet d'onde entre deux impulsions vaut :

$$S_{libre}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i(p^2/2M)T} & 0 \\ 0 & e^{-i[(p+\hbar k_{eff})^2/2M+G]T} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

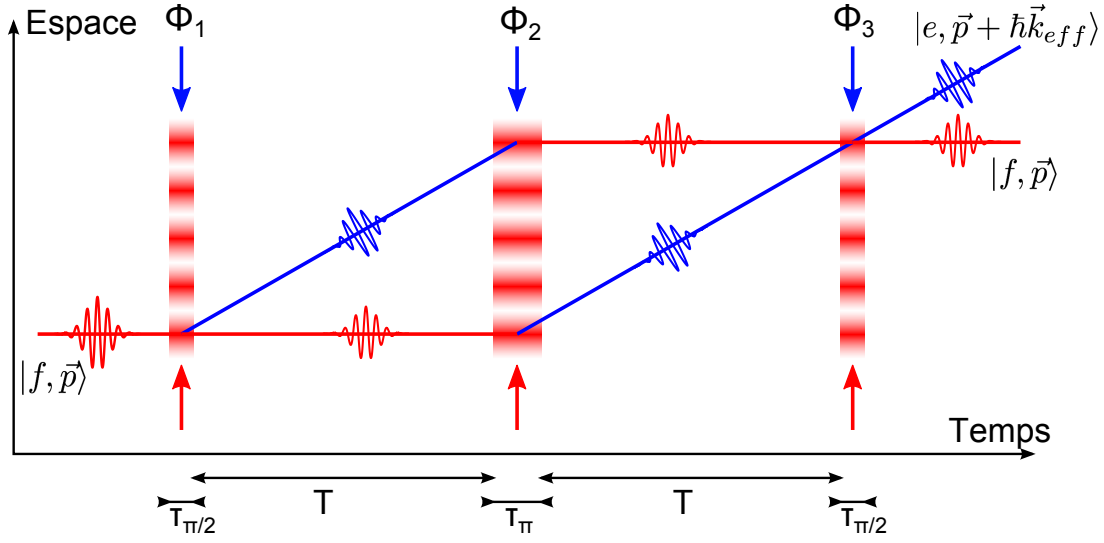


Figure 1.3 Diagramme espace-temps de l'interféromètre à trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$. La trajectoire classique est représentée en pointillés.

La matrice totale de transfert de l'interféromètre complet se calcule par le produit des matrices de chaque matrice S liées à chaque étape de l'interféromètre :

$$S_{total} = S_{\pi/2}(\phi_1) \times S_{libre}(T) \times S_{\pi}(\phi_2) \times S_{libre}(T) \times S_{\pi/2}(\phi_3), \quad (1.14)$$

avec ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 sont les différences de phase des lasers Raman pour chacune des impulsions. L'interféromètre est ainsi sensible aux effets qui modifient la différence de phase des lasers Raman entre la première et la dernière impulsion. Nous verrons en détail dans le paragraphe 1.2, les mécanismes introduisant un déphasage.

1.1.4 Sélectivité en vitesse d'une transition Raman

L'équation 1.11 fait intervenir la pulsation de Rabi généralisée Ω_r , dépendant elle-même du désaccord à la résonance δ (Eq. 1.3).

Les nuages d'atomes avec lesquelles nous travaillons ont une température finie T , et présentent une distribution en vitesse suivant une loi gaussienne :

$$f_V(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma_v^2}}, \quad (1.15)$$

avec $\sigma_v = \sqrt{k_B T / M}$ la dispersion en vitesse des atomes et v_0 leur vitesse de groupe. Pour rappel, l'effet Doppler $\omega_D = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}$ dépend de la vitesse des atomes. Ainsi, les atomes présents dans le nuage ayant tous une vitesse différente, leur désaccord δ l'est également.

Pour une impulsion Raman de durée τ , le taux de transfert total s'exprime comme une somme pondérée de la probabilité de transition, donnée à l'équation 1.11, sur toute les vitesses possibles :

$$\mathcal{P}(\tau) = \int f_V(v) P(\tau, v) dv. \quad (1.16)$$

Pour un ensemble d'atome ayant une dispersion en vitesse σ_v , en supposant un déplacement lumineux compensé ($\delta^{AC} = 0$) et en notant $\delta^{RF} = \omega_{eff} - G$ la différence de fréquence des lasers Raman par rapport à la fréquence d'horloge G , le taux de transfert s'écrit :

$$\mathcal{P}(\tau, \delta^{RF}) = \left(\frac{1}{2} \Omega_{eff} \tau \right)^2 \int f_V(v) \text{sinc}^2 \left(\frac{1}{2} \Omega_{eff} \tau \sqrt{1 + \left(\frac{\delta^{RF} - \omega_R - \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}}{\Omega_{eff}} \right)^2} \right). \quad (1.17)$$

Cette formule est très utile pour interpréter la spectroscopie des transitions Raman. En effet, elle indique qu'une impulsion de durée τ sélectionne une classe de vitesse des atomes centrée en v_0 , et dont la largeur est proportionnelle à $1/\tau$. Afin de maximiser le taux de transfert d'une impulsion π , on cherchera donc à adresser une classe de vitesse la plus large possible en diminuant la durée de l'impulsion τ . On augmentera la durée de l'impulsion si on cherche au contraire, à sélectionner une classe de vitesse bien précise.

1.2 Déphasage au sein d'un interféromètre atomique

Comme nous l'avons vu précédemment, les transitions Raman permettent de séparer, réfléchir et recombiner les paquets d'ondes. Leur grand avantage est de jouer à la fois sur l'état interne et externe de l'atome. Ainsi, plutôt que d'accéder au déphasage par un système d'imagerie résolu en position, on peut mesurer la population d'atomes dans chacun des bras avec une mesure de fluorescence.

La proportion d'atome dans l'état $|e\rangle$ en sortie de l'interféromètre est donc définie par :

$$P_e = \frac{N_e}{N_e + N_f}, \quad (1.18)$$

avec N_f et N_e le nombre d'atomes dans les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$. P_e dépend de la phase de l'interféromètre Φ :

$$P_e = P_0 - A \cos(\Phi), \quad (1.19)$$

avec P_0 et A , l'offset et l'amplitude des franges d'interférences.

La mesure de P_e nous permet ainsi de remonter jusqu'à la valeur du déphasage Φ qui contient l'information sur l'effet inertiel que l'on souhaite mesurer. Pour obtenir une précision maximale sur l'effet que l'on veut mesurer il est donc nécessaire d'augmenter la sensibilité sur la mesure de la phase Φ , mais également de bien connaître et modéliser les différents effets systématiques pouvant entraîner un biais dans la mesure. Je présente brièvement dans ce paragraphe une méthode pour déterminer le déphasage interférométrique Φ et l'appliquer au cas simple d'une accélération constante.

Calcul du déphasage

Dans un interféromètre optique, le déphasage peut être calculé en déterminant la phase acquise par chaque onde lors d'une interaction avec un élément optique ou un milieu donné (miroir, lames, cristal,...), ainsi que la différence de phase associée à la propagation des ondes dans les bras de l'interféromètre. Le déphasage total est ensuite obtenu en ajoutant ces contributions.

A l'instar de ce dernier, le déphasage total en sortie de l'interféromètre atomique est une somme de différentes contributions :

$$\Phi = \Phi_{laser} + \Phi_{propagation} + \Phi_{separation}, \quad (1.20)$$

où :

- Φ_{laser} traduit l'interaction des paquets d'onde avec les séparatrices et miroirs Raman [Kasevich 91].
- $\Phi_{propagation}$ est lié à la propagation des ondes dans les deux bras de l'interféromètre.
- $\Phi_{separation}$ est associé à une possible séparation des deux paquets d'onde lors de la dernière impulsion Raman.

Différentes méthodes de calcul existent pour calculer le terme $\Phi_{propagation}$. Une des plus usuelles consiste à utiliser l'approche de Feynman de la mécanique quantique en terme d'intégrale de chemin, et calculer l'intégrale d'action le long des trajectoires classiques [Feynman 48, Storey 94]. Or, il est possible de démontrer que dans le cas d'un Lagrangien au plus quadratique en position et en impulsion, les termes $\Phi_{propagation}$ et $\Phi_{separation}$ sont nuls ou se compensent parfaitement [Bordé 02, Antoine 03]. Le déphasage total ne dépend donc uniquement que de l'interaction avec le faisceau Raman :

$$\Phi = \Phi_{laser} \quad (1.21)$$

Le déphasage total, induit par les transitions Raman, peut être calculé en s'aidant de la matrice S_{total} associée à l'interféromètre (voir Eq. 1.14) [Kasevich 92]. On peut également exprimer le déphasage en calculant la phase accumulée dans chacun des bras de l'interféromètre.

On montre ainsi que Φ_{laser} s'écrit comme la somme des trois phases lasers imprimées sur la fonction d'onde atomique à chaque impulsion Raman :

$$\Phi_{laser} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3, \quad (1.22)$$

avec ϕ la phase effective des lasers Raman définie par :

$$\phi_i = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{r}(t_i). \quad (1.23)$$

où $\vec{r}(t)$ désigne la position de l'atome au moment de l'impulsion.

On comprend ainsi que le déphasage en sortie de l'interféromètre est directement lié au fait que la phase laser est imprimée sur la fonction d'onde atomique lors des transitions Raman.

La méthode de calcul présentée permet de calculer correctement le déphasage dans notre accéléromètre mais fonctionne également pour d'autres expériences d'interférométrie atomiques, telles que les gravimètres [Merlet 10], les gyromètres [Lévêque 10], ou les gradiomètres [Wu 09].

Cas d'une accélération constante

Dans le cas où le référentiel lié aux atomes est soumis à une accélération constante \vec{a} , par rapport au référentiel lié aux lasers (dans la direction des faisceaux Raman), on a $\vec{r}(t) = \vec{a}t^2/2 + \vec{v}_0t + \vec{z}_0$. En utilisant l'équation 1.22, le déphasage total induit par une accélération constante \vec{a} peut s'écrire :

$$\Phi_a = \phi_1(t) - 2\phi_2(t+T) + \phi_3(t+2T) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}T^2. \quad (1.24)$$

La relation 1.24 permet donc de décrire en première approximation (nous avons négligé la durée des impulsions de durée τ et $\tau/2$ par rapport au temps d'interrogation T) et de manière très simple le déphasage dans les accéléromètres atomiques soumis à une accélération constante (comme les gravimètres par exemple où $\vec{a} = \vec{g}$).

Le déphasage en sortie de l'interféromètre est proportionnel à \vec{a} et à T^2 . On comprend ainsi l'importance d'augmenter le temps d'interrogation T afin d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre.

Déplacements lumineux

Le couplage des faisceaux laser (champs électro-magnétiques) avec les atomes engendre un déplacement de l'énergie interne des états couplés. Dans notre cas, les transitions Raman induisent un déplacement des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Si le déplacement de chacun des états ne sont pas égaux, cela entraîne un décalage de la condition de résonance δ (Eq.1.3) et par conséquent un déphasage en sortie d'interféromètre.

Le déplacement Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} des niveaux hyperfins $|f\rangle$ et $|e\rangle$ de l'état fondamental sont donnés, en première approximation, par :

$$\begin{aligned}\Omega_f^{AC} &\approx \frac{|\Omega_{f1}|^2}{2\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{2(\Delta - G)} \\ \Omega_e^{AC} &\approx \frac{|\Omega_{e1}|^2}{2(\Delta + G)} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{2\Delta}.\end{aligned}\tag{1.25}$$

Où Ω_{mn} est la pulsation de Rabi du laser L_n entre le niveau fondamental $|m\rangle$ et le niveau intermédiaire $|i\rangle$.

Les pulsations de Rabi simplifiées Ω_{mn} sont reliées aux intensités I_n des lasers L_n par la relation :

$$\Omega_{mn} = \Gamma^{-1} \sqrt{\frac{I_n}{2I_{sat}}},\tag{1.26}$$

avec Γ^{-1} la durée de vie l'état excité.

Il est alors possible de trouver une solution où $\Omega_f^{AC} = \Omega_e^{AC}$, permettant ainsi d'annuler le déplacement lumineux différentiel. Il suffit pour cela de trouver le bon rapport d'intensité I_1/I_2 des lasers L_1 et L_2 . La seule condition étant que le désaccord Raman Δ soit inférieur à la fréquence d'horloge G :

$$-G \leq \Delta \leq G.\tag{1.27}$$

Dans le cas contraire, il sera impossible de trouver un rapport d'intensité permettant d'avoir le même déplacement lumineux sur chacun des états.

Le méthode de calcul présentée ici n'est valable qu'en première approximation et a pour but de montrer les conditions dans lesquelles il est possible de compenser ou non le déplacement lumineux. Sur notre expérience, le déplacement lumineux est parfaitement compensé (lorsque c'est possible), on pourra ainsi se reporter à [Cheinet 06] pour un calcul plus complet.

1.3 Fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité $g_\phi(t)$ d'un interféromètre atomique permet de caractériser comment l'interféromètre atomique, et plus précisément la mesure du déphasage interférométrique, se comporte en présence de fluctuations de la différence de phase ϕ des lasers Raman. Développée dans un premier temps pour les horloges atomiques [Dick 87], c'est un outil particulièrement adapté pour évaluer la réponse de l'interféromètre au bruit de phase laser [Cheinet 08], ou encore déterminer la phase de l'interféromètre en présence de vibrations sur le miroir de rétro-réflexion du faisceau Raman [Geiger 11b].

La fonction de sensibilité $g(t)$ donne donc la réponse du déphasage interférométrique à une variation infinitésimale $\delta\phi$ de la différence de phase des lasers Raman à un instant t et s'exprime :

$$g_\phi(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi}. \quad (1.28)$$

La contribution des fluctuations de phase des lasers Raman $\phi(t)$ sur le déphasage interférométrique peut ainsi être calculée :

$$\Phi = \int g_\phi(t) d\phi(t) = \int g_\phi(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt. \quad (1.29)$$

En considérant un saut de phase $\delta\phi$, on peut remonter à la forme de $g_\phi(t)$. En utilisant l'équation 1.22, et en appliquant le saut de phase entre la seconde et dernière impulsion, le déphasage obtenu est :

$$\Phi = \phi(0) - 2\phi(0) + (\phi(0) + \delta\phi) = +\delta\phi. \quad (1.30)$$

De la même façon, si le saut de phase est appliqué entre la première et la seconde impulsion, on obtient $\Phi = -\delta\phi$. La fonction de sensibilité s'exprime donc :

$$g_\phi(t) = \begin{cases} -1 & \text{si } t \in [0, T] \\ +1 & \text{si } t \in [T, 2T] \\ 0 & \text{si } t \notin [0, 2T] \end{cases} \quad (1.31)$$

Un calcul complet de la fonction de sensibilité peut être trouvé dans [Cheinet 08] et [Barrett 13], tenant compte de la durée des impulsions τ .

Sensibilité au bruit de phase

Soit $G(\omega)$ la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité :

$$G(\omega) = \int_0^\infty e^{-i\omega t} g(t) dt. \quad (1.32)$$

Le bruit de phase relative des lasers Raman est caractérisé par sa densité spectrale de puissance $S_\phi(\omega)$, permettant d'évaluer la variance des fluctuations du déphasage de l'interféromètre, qui s'écrit :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty |\omega G(\omega)|^2 S_\phi(\omega) d\omega. \quad (1.33)$$

On fait ainsi apparaître la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$, que l'on peut exprimer (ici en tenant compte de la durée τ de l'impulsion $\pi/2$

[Cheinet 06]) :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_r}{\omega^2 - \Omega_r^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_r}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right]. \quad (1.34)$$

Sensibilité aux accélérations

La fonction de sensibilité g_ϕ , définie dans le paragraphe précédent, est utilisée pour calculer la réponse de l'accéléromètre aux accélérations. Ces accélérations peuvent être définies comme l'accélération des atomes par rapport au référentiel de l'expérience. En pratique, dans la plupart des expériences d'interférométrie atomique dont ICE, les deux fréquences Raman sont portées par le même faisceau qui est rétro-réfléchi par un miroir. C'est donc ce dernier qui sert de référence à l'expérience et fixe la différence de phase ϕ entre les deux lasers Raman. Par conséquent, si les atomes subissent une accélération comparativement au miroir, cela se traduit par un déphasage Φ en sortie de l'interféromètre.

Lors de la phase d'interférométrie les atomes sont en chute libre, leur trajectoire est donc parfaitement connue, ce qui n'est pas le cas du miroir. En effet, celui-ci est fixé à l'expérience qui est soumise à de nombreuses fluctuations d'accélérations, ce qui est notamment le cas dans l'avion.

Le bruit de phase engendré par les mouvements du miroir s'exprime par $\phi(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{r}(t)$, où $\vec{r}(t)$ représente la position du miroir en fonction du temps. En utilisant l'équation 1.29, le déphasage interférométrique dû aux mouvements du miroir s'écrit :

$$\Phi_v = \int_{-\infty}^{\infty} g_\phi(t) \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}(t) dt, \quad (1.35)$$

où $\vec{v}(t) = \dot{\vec{r}}(t)$ représente la vitesse du miroir. L'équation 1.35 peut être mise sous une forme plus pratique :

$$\Phi_a = -\vec{k}_{eff} \cdot [f(t)\vec{v}(t)]_{-\infty}^{\infty} + \vec{k}_{eff} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\vec{a}(t) dt, \quad (1.36)$$

avec $\vec{a}(t) = \dot{\vec{v}}(t)$ l'accélération du miroir par rapport aux atomes et $f(t)$ la fonction de réponse de l'interféromètre, définie par :

$$f(t) = - \int_0^t g_\phi(t') dt'. \quad (1.37)$$

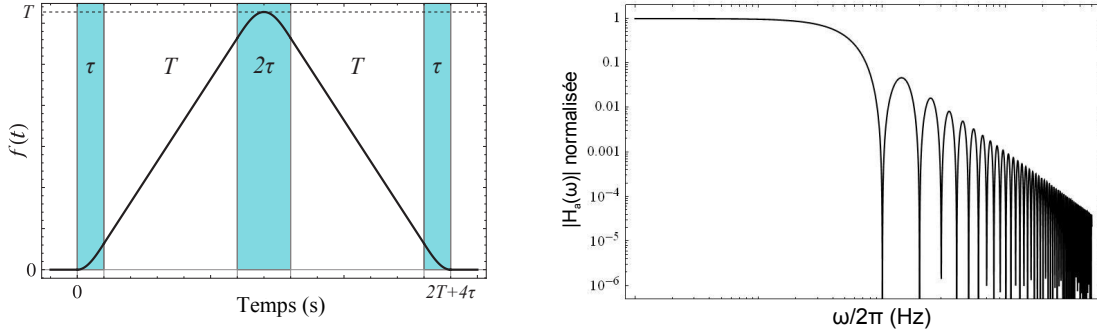


Figure 1.4 À gauche est représentée la fonction de réponse $f(t)$, donnée par l'équation 1.38. La valeur de τ par rapport à T est volontairement exagérée afin de rendre la courbe plus lisible. À droite est représentée la fonction de transfert en accélération avec $T \gg \tau$.

Dans le cas d'un interféromètre à trois impulsions comme décrit précédemment, la fonction de réponse $f(t)$ se calcule à partir de $g_\phi(t)$:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_r}(1 - \cos \Omega_r t) & \text{si } 0 < t \leq \tau, \\ t + \frac{1}{\Omega_r} - \tau & \text{si } \tau < t \leq T + \tau, \\ T + \frac{1}{\Omega_r}(1 - \cos \Omega_r(t - T)) & \text{si } T + \tau < t \leq T + 3\tau, \\ 2T + 3\tau + \frac{1}{\Omega_r} - t & \text{si } T + 3\tau < t \leq 2T + 3\tau, \\ \frac{1}{\Omega_r}(1 - \cos \Omega_r(t - 2T)) & \text{si } 2T + 3\tau < t \leq 2T + 4\tau, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.38)$$

Avec τ , la durée d'une impulsion $\pi/2$.

La fonction de réponse pour l'interféromètre à trois impulsions est donc une fonction triangle comme montré sur la figure 1.4. Puisque $f(t)$ est nulle en dehors de l'intervalle $t \in [0, 2T + 4\tau]$, le premier terme de l'équation 1.36 s'annule, la variation de phase de l'interféromètre due aux fluctuations d'accélération du miroir s'écrit donc :

$$\Phi_a = \vec{k}_{eff} \int_0^{2T+4\tau} f(t) \vec{a}(t) dt. \quad (1.39)$$

Cette expression est une généralisation du déphasage exprimé dans l'équation 1.24 (cas d'une accélération constante). Ici, $f(t)$ agit comme une fonction de pondération qui détermine la contribution de l'accélération du miroir sur le déphasage, à un instant t . On observe ainsi que cette contribution est proche de zéro ($t = 0$) en début et en fin de l'interféromètre ($t = 2T + 4\tau$), où la séparation des paquets d'onde

est minimale. De la même façon, l'accélération du miroir a un fort impact sur le déphasage lorsque la séparation des paquets d'onde est maximale (i.e. au milieu de l'interféromètre à $t = T + 2\tau$).

La fonction de réponse est donc particulièrement intéressante dans le cas d'une accélération \vec{a} non constante, comme c'est le cas dans l'avion. En effet, si les fluctuations d'accélération du miroir sont mesurées pendant la séquence d'interférométrie, il est alors possible de déterminer le déphasage parasite, engendré par les déplacements du miroir, brouillant notre signal.

Dans le cas de ICE, les accélérations du miroir sont mesurées par un accéléromètre mécanique dont le signal est pondéré par la fonction de réponse de l'interféromètre atomique, nous permettant ainsi de reconstruire nos franges d'interférences. J'explique plus en détail le principe des corrélations et de l'interféromètre hybride au chapitre 4.3.

La fonction f permet de calculer le facteur d'échelle \mathcal{S} de l'interféromètre :

$$\mathcal{S} = |\vec{k}_{eff}| \int_0^{2T+4\tau} f(t) dt = k_{eff}(T + 2\tau) \left(T + \frac{4\tau}{\pi} \right). \quad (1.40)$$

Notons que dans la plupart des cas, la durée τ des impulsions est négligeable devant la durée de chute libre T , nous permettant de nous ramener à $\mathcal{S} = k_{eff}T^2$.

Il est également possible de calculer la réponse fréquentielle à l'accélération de l'accéléromètre atomique, en calculant la transformée de Fourier $H_a(\omega)$ de $f(t)$, représentée sur la figure 1.4. On remarque notamment le comportement passe-bas de l'interféromètre avec une fréquence de coupure à 3 dB environ égale à $1/2T$.

1.4 Mesure d'accélération avec un interféromètre atomique

Dans notre expérience, les deux fréquences Raman sont portées par une même fibre optique jusqu'à l'enceinte à vide. Les faisceaux contra-propageants sont obtenus par réflexion sur le miroir Raman, servant de référentiel pour l'expérience. Cette configuration permet d'éviter les fluctuations de phases pouvant apparaître si les deux lasers Raman étaient séparés physiquement. Ce n'est donc pas une, mais deux paires de faisceaux Raman contra-propageants ayant des vecteurs d'ondes effectifs \vec{k}_{eff} opposés, qui peuvent être vues par les atomes :

- Le laser L_1 à l'aller et le laser L_2 au retour couple l'état $|f, \vec{p}\rangle$ avec l'état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$.
- Le laser L_1 à l'aller et le laser L_2 au retour coupleront quant à eux, l'état $|f, \vec{p}\rangle$ avec l'état $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$.

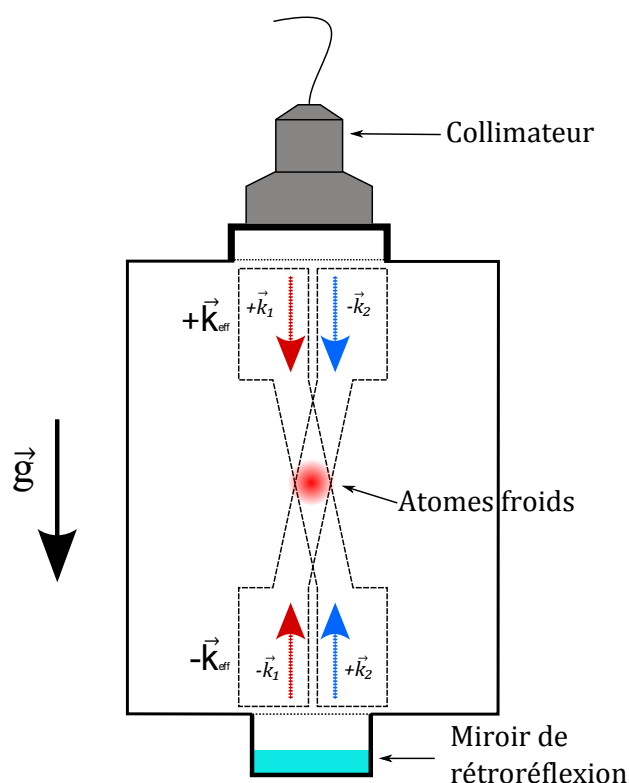


Figure 1.5 Schéma représentant les deux paires de faisceaux Raman en configuration gravimètre.

Je vais, dans les paragraphes suivants, brièvement expliquer les conséquences de ce dispositif dans deux cas bien distinct :

- Le cas du gravimètre, où les atomes subissent une accélération constante et uniforme par rapport au référentiel de l'expérience (accélération du champ de pesanteur terrestre).
- Le cas de la micro-pesanteur où l'expérience est en chute libre avec les atomes. Les atomes subissent alors une accélération et une vitesse nulle (ou faible) par rapport au référentiel de l'expérience.

1.4.1 Cas du gravimètre

L'expérience ICE est avant tout faite pour évoluer en micro-gravité, mais la majorité des résultats présentés dans cette thèse furent réalisés en configuration gravimètre. Configuration qui, comme nous allons le voir, est plus adéquate pour une première caractérisation du dispositif.

En effet, dans le cas du gravimètre, les atomes tombent sous l'effet de l'accélération de pesanteur g (Fig. 1.5). Cette accélération entraîne une variation linéaire du

désaccord Doppler $\omega_D(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g}(t)$, grand devant la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} . Le désaccord Doppler va donc changer la condition de résonance pour chaque impulsion Raman.

Afin de maintenir la résonance des lasers au cours de la chute libre des atomes, nous utilisons une rampe de fréquence $\alpha(t)$ balayant la différence de fréquences ω_{eff} des lasers Raman. Le déphasage atomique induit par la rampe de fréquence s'écrit :

$$\Phi_g = (\vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} - \alpha)T^2. \quad (1.41)$$

Lorsque la rampe de fréquence compense exactement l'accélération des atomes, on obtient un déphasage nul, quelque soit le temps d'interrogation T . Cela revient à dire que les plans équiphases suivent les atomes au cours de leur chute libre. Ces derniers "perçoivent" donc la même phase durant toute la phase d'interférométrie, comme si l'accélération était nulle.

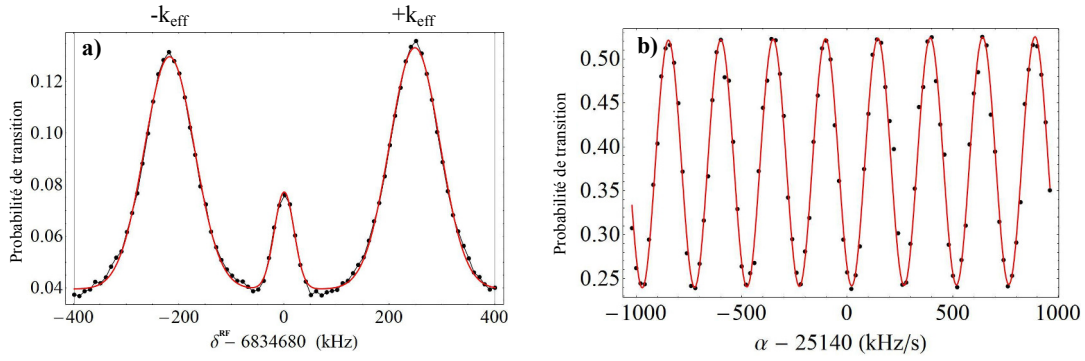


Figure 1.6 *a) Spectroscopie Raman après un temps de vol d'environ 10 ms. Les deux transitions $\pm\vec{k}_{eff}$ sont bien séparés. Le pic du milieu est seulement dû à une transition Raman co-propageante résiduelle. b) Franges d'interférences obtenues sur la transition $+\vec{k}_{eff}$ en variant la rampe de fréquence α .*

Le signe de \vec{k}_{eff} étant opposé pour chacune des transitions Raman, d'après l'équation 1.41, la résonance n'est donc satisfaite que pour une paire de faisceaux Raman contra-propageants comme le montre la figure 1.6-a. La rampe α doit donc être positive si le vecteur d'onde effectif est orienté vers le bas ($\vec{k}_{eff}\vec{g} > 0$), et négative dans le cas contraire.

De plus, en changeant la valeur de la rampe α autour de la valeur de résonance à chaque cycle de mesure, il est alors possible d'observer les franges d'interférences. Un exemple de franges d'interférences est représentée sur la figure 1.6-b. Ainsi, quelque soit le temps d'interrogation T , on doit observer une frange sombre lorsque la rampe $\alpha = \vec{k}_{eff}\vec{g}$. Il suffit alors d'identifier cette frange sombre pour avoir la valeur de g .

En pratique, on effectue un saut de phase de $\pi/2$ entre la second et la troisième impulsion de façon à se placer à flanc de frange et ainsi bénéficier d'une sensibilité

maximale. Les mesures sont ensuite réalisées de part et d'autre de la frange centrale en utilisant les deux paires de faisceaux Raman $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$. Cela permet notamment d'annuler certains effets systématiques sensibles au signe de \vec{k}_{eff} (voir Chap. 4.1.2), tels que le déplacement lumineux à 1 photon (déplacement lumineux différentiel) ou les gradients de champ magnétique [Le Gouët 08].

1.4.2 Accéléromètre en régime de faible vitesse et faible accélération

En micro-pesanteur, la situation est différente puisque l'expérience est en chute libre avec les atomes. Ces derniers sont donc lâchés sans vitesse initiale et l'accélération subie par les atomes est faible par rapport au référentiel de l'expérience.

Contrairement à la configuration gravimètre, la condition $\omega_D > \Omega_{\text{eff}}$ n'est pas respectée et on doit prendre en compte le couplage vers les deux états $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{p} - \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. C'est le régime dit de *faible vitesse*.

De la même façon, l'accélération \vec{a} subie par les atomes (par rapport au référentiel de l'expérience) lors de leur chute libre est suffisamment faible pour que le désaccord Doppler reste faible devant la pulsation de Rabi. On est donc dans la situation où $\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} T < \Omega_{\text{eff}}$, et la condition de résonance n'est pas modifiée au cours de la chute libre. C'est le régime dit de *faible accélération*.

L'expérience est prévue pour fonctionner normalement en micro-pesanteur, où le régime de faible vitesse et de faible accélération (*f.v.f.a.*) s'applique. Toutefois, l'amplitude maximale des accélérations dans l'avion est environ égale à 0.5 m.s^{-2} . Ceci implique que le désaccord Doppler après 10 ms de chute libre vaut environ 13 kHz pour une pulsation de Rabi $\Omega_{\text{eff}}/2\pi$ proche de 50 kHz. On s'aperçoit que ce régime est valable dans l'avion 0g pour des temps d'interrogation T relativement courts. L'augmentation de T se traduira donc par une baisse importante de l'amplitude des franges d'interférences, et par conséquent du rapport signal sur bruit.

Il est possible de reproduire le régime *f.v.f.a.* au sol, en plaçant l'axe des faisceaux Raman horizontalement (i.e orthogonal à \vec{g}). Cette configuration peut être pratique afin de pouvoir comparer les résultats acquis au sol et dans l'avion en phase de micro-pesanteur.

Le régime *f.v.f.a.* a d'importantes répercussions sur la géométrie de l'interféromètre et les transitions Raman qui ont été analysées en détail dans la thèse de Rémi Geiger [Geiger 11a]. Je vais, dans le paragraphe suivant, décrire brièvement les principes de la configuration de double interféromètre en simple diffraction.

Une autre configuration, liée au régime *f.v.f.a.*, appelée "double diffraction" fut mise en oeuvre au SYRTE. Cette configuration permet notamment d'augmenter la sensibilité d'un interféromètre aux effets inertiels et se révèle particulièrement adaptée pour des sources fortement collimatés telles que les condensats de Bose-Einstein.

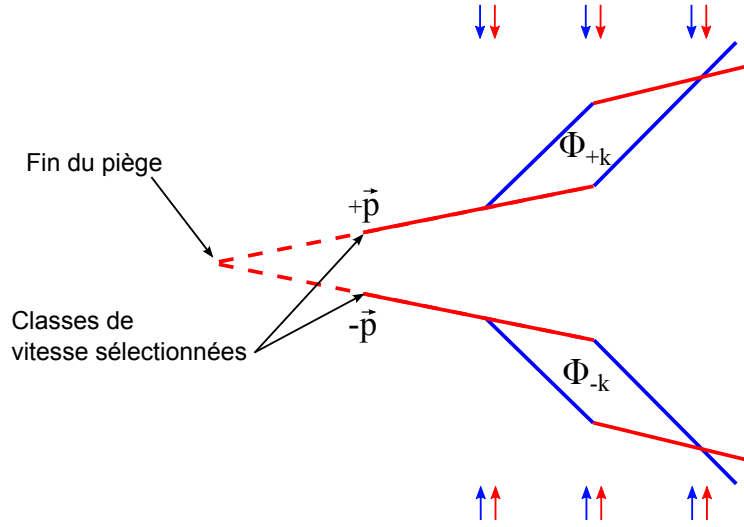


Figure 1.7 Schéma de principe du double interféromètre en simple diffraction. Deux classes de vitesses opposées sont sélectionnées.

Cette technique ne fut pas mise en place sur ICE durant ma thèse, mais elle le sera certainement dans le futur. En effet, elle est particulièrement adaptée pour des atomes ultra froids (condensat de Bose-Einstein) en micro-pesanteur. Pour de plus amples informations, on peut se référer à [Lévêque 09, Lévêque 10].

Double interféromètre en simple diffraction

La méthode utilisée pour se ramener à l'interféromètre simple en régime f.v.f.a. consiste à lever la dégénérescence entre les transitions $\pm \vec{k}_{eff}$. Pour cela, nous sélectionnons une classe de vitesse de groupe v_0 non nulle, dont le désaccord Doppler moyen est supérieur au désaccord de recul ω_r . Nous choisissons également une durée d'impulsion plus longue de façon à n'adresser qu'une partie des atomes, centrée autour de $\pm v_0$ (voir Fig. 1.7).

L'impulsion Raman permet ainsi de coupler l'état $|f, \vec{p}\rangle$ avec l'état $|f, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$, et l'état $|f, -\vec{p}\rangle$ avec $|f, -\vec{p} - \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$. La condition de résonance n'est alors plus vérifiée simultanément. La géométrie de l'interféromètre est similaire à celle de deux interféromètres de simple diffraction évoluant en parallèle, la probabilité de transition peut s'écrire comme la somme des deux interféromètres :

$$P_{total} = P_0 - A \cos(\Phi_{-k}) - A \cos(\Phi_{+k}), \quad (1.42)$$

avec Φ_{-k} et Φ_{+k} , les déphasages de chacun des interféromètres.

Si on applique un saut de phase $\delta\phi$ entre la seconde et la troisième impulsion, pour par exemple balayer les franges d'interférence, on peut exprimer la probabilité

de transition par [Geiger 11a] :

$$P_{total} = P_0 - 2A \cos(\vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}T^2) \cos \delta\phi. \quad (1.43)$$

On a ainsi, à l'issu de la séquence d'interférométrie un signal P_{total} résultant de la somme des deux interféromètres. L'équation 1.43 montre qu'il existe des cas où le contraste des franges s'annule complètement. De plus, si les atomes sont soumis à des accélérations résiduelles de telle façon à ce que $\vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}T^2$ soit un multiple impair de $\pi/2$, le contraste des franges sera nul quelque-soit le saut de phase appliqué sur les lasers Raman. De même, cela exclut la possibilité de corriger un éventuel déphasage dû à des fluctuations d'accélération, en jouant sur la phase $\Delta\phi$ des lasers en temps réel.

1.5 Conclusion

J'ai présenté dans ce premier chapitre les différents outils nécessaires à la compréhension et la réalisation d'un accéléromètre atomique. L'intérêt de l'utilisation des transitions Raman stimulées repose sur le fait d'agir à la fois sur l'état interne et externe de l'atome, permettant d'observer les franges d'interférences par des mesures de fluorescence. J'ai montré que le déphasage en sortie de l'interféromètre atomique est proportionnel à l'accélération des atomes par rapport au référentiel de l'expérience (le miroir de rétro-réflexion dans notre cas), dans l'axe des faisceau Raman.

J'ai ensuite détaillé la fonction de sensibilité et la fonction de réponse de l'interféromètre atomique, élément indispensable pour notre expérience qui évolue en milieu bruyé. Nous avons également vu deux régimes de fonctionnement de l'accéléromètre, le cas du gravimètre et le régime *f.a.f.v.* associé à la micro-pesanteur.

Dispositif expérimental

2

Dans ce chapitre, je présente l'expérience ICE dans son ensemble, développée pour réaliser un test du principe d'équivalence en micro-pesanteur dans l'avion 0g. En temps normal, les expériences d'optique atomique habituelles se situent dans des milieux peu bruités, tel que les salles de laboratoire où la température de l'air est contrôlée et généralement pourvues d'une dalle sismique ou plateforme anti-vibrations. Or, les conditions imposées par les vols paraboliques sont bien différentes. L'expérience doit être suffisamment robuste, pour résister à l'environnement de l'avion, mais également compacte et transportable.

Je présenterai donc dans une première partie l'environnement particulier de notre expérience et les contraintes techniques et technologiques que cela impose. Je présenterai ensuite les sources lasers et le dispositif expérimental ainsi que les changements importants effectués sur celui-ci au court de ma thèse.

2.1 Les vols paraboliques et la micro-pesanteur

2.1.1 L'airbus A300 Zéro-g : un laboratoire volant

L'airbus A300 0-g est un avion un peu particulier, spécialement aménagé afin de réaliser des vols paraboliques à caractère scientifique. Ces vols sont organisés par la société Novespace, basée sur l'aéroport de Bordeaux-Mérignac. L'avion 0g est affrété principalement par le CNES, l'ESA et la DLR (qui sont les agences spatiales française, européenne et allemande respectivement) pour les missions scientifiques et effectue 6 à 7 campagnes de vol par an. Les vols paraboliques sont considérés comme des vols d'essais et sont donc sous la responsabilité de la DGA-EV (Direction Générale de l'Armement - Essais en Vol) qui fournit pilotes et personnels de sécurité.

Afin d'accueillir toutes sortes d'expériences en condition d'impesanteur¹, l'avion a subi quelques transformations. La partie centrale de l'avion est dédiée aux expériences, et fut aménagée en conséquence (Fig. 2.1). Elle est équipée de rails sur les-

1. La notion d'impesanteur fut introduite afin d'éviter une confusion entre "l'apesanteur" et "la pesanteur" dont on ne peut faire la distinction à l'oral.

quels sont fixées les différentes expériences. Cette zone est par ailleurs entièrement capitonnée pour des raisons de sécurité.



Figure 2.1 Photo de la zone expérimentale de l'avion lors du vol CNES de juin 2013. Lors du vol, environ 40 personnes se trouvent dans cette zone.

2.1.2 Impesanteur et paraboles

Le sol exerce sur nous une force qui s'oppose à la gravité terrestre, c'est la pesanteur. Supposons que nous pourrions supprimer le sol sous nos pieds (et l'air pour s'affranchir des frottements), nous serions alors en chute libre, ou autrement dit en impesanteur.

Pour recréer l'état d'impesanteur, les pilotes doivent donc compenser l'ensemble des forces auxquelles l'avion est soumis autre que son poids : la portance, la traînée et la poussée des moteurs.

Toutefois, l'absence complète de pesanteur n'est qu'un concept théorique car dans l'espace, et *a fortiori* dans l'avion $0g$, il subsiste toujours des forces parasites et donc une pesanteur résiduelle. On préfère alors parler de micro-pesanteur plutôt que d'impesanteur. Dans l'avion, ces accélérations résiduelles lors de la phase de micropesanteur ont une amplitude maximale de l'ordre de 50 mg , soit 0.5 m.s^{-2} .

Pour parvenir à créer un état de micropesanteur, l'avion effectue des paraboles devant passer par trois phases distinctes (Fig 2.2), se décomposant ainsi :

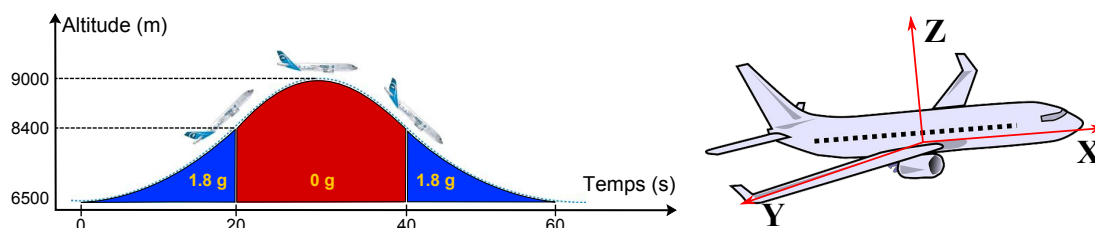


Figure 2.2 À gauche : décomposition de la manœuvre d'une parabole. À droite : Axes de l'avion.

- La première phase est la ressource d'entrée en parabole, ou *pull-up*. À partir d'une situation de vol en palier à environ 6500 mètres d'altitude, le pilote amorce la parabole en cabrant l'avion jusqu'à atteindre un angle d'environ 45° . Cette phase dure approximativement 20 secondes pendant lesquelles le facteur de charge monte jusqu'à 1.8 g à l'intérieur de l'avion.
- La seconde phase commence quand l'avion atteint un angle de 45° , à environ 8000 m d'altitude. L'un des pilotes procèdent alors à l'injection de la parabole en jouant sur l'assiette de l'avion afin d'annuler la portance, tandis que l'autre pilote contrôle le roulis de façon à garder les ailes horizontales. Enfin un ingénieur de vol joue sur la poussée des moteurs pour annuler la force de traînée. L'avion n'est alors plus soumis qu'à la seule force de la gravitation terrestre et l'ensemble des passagers et expériences sont en chute libre pendant environ 22 secondes. La trajectoire suivie est un arc de parabole dont le sommet atteint une altitude d'environ 9000 m.
- Quand l'avion se retrouve de nouveau à une altitude de 8000 m et un angle de -45° , le pilote procède à la ressource de sortie, ou *pull out* en redressant l'avion. De la même façon que la ressource d'entrée, cette étape dure une vingtaine de secondes et le facteur de charge atteint 1.8 g . L'avion revient ensuite à sa position initiale de vol en palier.

La durée totale d'une parabole est donc d'environ 1 minute, pour environ 20 secondes de micro-pesanteur.

2.1.3 Déroulement d'une campagne de vol

Une campagne de vol se déroule sur deux semaines, la première étant dédiée à l'installation des expériences dans l'avion (généralement au nombre d'une douzaine) et la seconde aux vols en eux-mêmes. L'expérience est opérationnelle dès le mercredi matin, ce qui nous donne trois jours entiers pour la faire fonctionner dans son nouvel environnement.

Ces trois jours sont importants afin de tester le bon fonctionnement de l'expérience suite au voyage, ainsi que pour la vérification des règles de sécurité imposées par la DGA-EV et Novespace. La seconde semaine est consacrée aux vols parabo-

liques, avec trois jours de vol, du mardi au jeudi. Les vols ont une durée comprise entre 3 heures et 3 heures et 30 minutes et ont généralement lieu le matin.

Pour chaque vol, la manœuvre parabolique décrite dans le paragraphe précédent est répétée 31 fois, groupées en série de 5 paraboles après la parabole "zéro", servant de parabole test. La durée est d'environ 1 minute entre chaque parabole d'une même série, et 5 à 8 minutes séparent chaque série. Ce découpage permet à la fois d'enchaîner les mesures et d'avoir un peu de temps afin de corriger certains paramètres et/ou réglages de l'expérience.

2.1.4 Contraintes des vols paraboliques

Mon travail sur ICE fut en grande partie rythmé par les campagnes de vol. Ces dernières imposent d'être opérationnel aux dates précises, d'établir des objectifs scientifiques et techniques clairs, ainsi qu'une solution de repli en cas de changement ou de problème majeur.

Le travail engagé au laboratoire est toujours effectué en prévision de la prochaine campagne de vol. Ce qui implique que pour chaque modification effectuée sur l'expérience, il est impératif de prendre en compte les différentes contraintes amenées par les vols paraboliques. En effet chaque changement, aussi mineur soit-il, peut avoir de graves conséquences dans l'avion si les exigences mécaniques, électriques, ou autres ne sont pas respectées. À cela, il est nécessaire d'ajouter les règles de sécurité strictes dictées par Novespace et la DGA-EV qui viennent encore alourdir ces contraintes. Chaque transformation et modification sont donc toujours particulièrement réfléchies et mises en balance avec les différentes exigences, dont je vais lister les principales ci-dessous :

Modularité et transport

Le premier paramètre est bien évidemment la possibilité de transporter l'expérience du laboratoire jusqu'à l'aéroport. Elle doit donc être suffisamment compacte, facile à déplacer et pouvoir être mise en place dans l'avion sans difficulté tout en conservant son intégrité.

Environnement de l'avion

Que se soit en vol ou au sol, l'environnement de l'avion est un ensemble de contraintes qu'il faut absolument prendre en compte :

- **Les changements de gravité** : lors d'une parabole, les passages de $0g/2g$ se font en 2 à 3 secondes, générant des flèches de contraintes mécaniques importantes, notamment en flexion. Les différents instruments, et particulièrement les parties optiques, doivent donc être à même de résister sans problème à ces changements.

- **Les vibrations et les chocs** : le transport et la mise en place dans l'avion vont amener des chocs et quelques vibrations. Mais c'est le vol qui va principalement engendrer ces dernières. Les moteurs génèrent en effet de fortes vibrations jusqu'à des fréquences d'environ 1kHz, pouvant être amplifiées par des résonances mécaniques de la structure de l'avion ou de l'expérience en elle-même. Cette dernière doit donc, en plus d'être compacte et transportable, robuste et résister à toutes formes de chocs et de vibrations. Ceci est d'autant plus important pour les parties optiques et lasers dont un léger désalignement suffit à rendre l'interféromètre inutilisable. L'amplitude des vibrations est en général moins importante durant la phase d'impesanteur, puisque le régime des moteurs est diminué, mais elles contribuent grandement au déphasage de l'interféromètre atomique. On observe également des accélérations résiduelles basses fréquences (<10 Hz) de l'ordre de $10^{-2}g$ sur les trois axes de l'avion, dues aux variations locales des masses d'air et à l'action des pilotes sur les différentes commandes. La figure 2.3 montre que ces accélérations sont plus faibles sur l'axe Y que sur les axes X et Z.
- **La température** : L'expérience reste dans l'avion durant les deux semaines de campagne (jour et nuit). Or les températures peuvent varier de 5°C la nuit jusqu'à plus de 30°C dans l'après-midi. Nos différents instruments doivent donc supporter et fonctionner malgré ces importantes variations de température (la température est cependant régulée pendant le vol à $19 \pm 1^\circ\text{C}$).

Règles de sécurité

Afin de garantir une sécurité optimale durant les vols, Novespace et la DGA-EV ont établi des règles strictes et régulièrement mises à jour. La plupart concernent les parties mécaniques et électroniques des dispositifs expérimentaux. En voici quelques-unes à titre d'exemple.

Il est impératif que tous les racks², ainsi que tous les éléments composant ceux-ci, puissent résister à une accélération de 9 g vers l'avant de l'appareil en cas d'atterrissage forcé. Et chacun de ces racks ne doit pas excéder un poids maximal de 200 kg. Notre expérience embarquant un laser de classe 4, le banc en espace libre doit être confiné sans aucune possibilité d'accès durant le vol et sous certaines restrictions au sol. Toute l'expérience et tous les équipements doivent également être éteints chaque nuit et durant les week-ends, ce qui laisse lors des jours de vol, seulement 3 h à l'expérience pour être complètement opérationnelle avant le décollage.

Enfin, peu avant le décollage, les pilotes effectuent un contrôle de tous les instruments et appareils de l'avion. Il est donc demandé à toutes les expériences d'être déconnectées de leur panneau d'alimentation respectif lors du contrôle. Cette étape dure généralement de 10 à 20 minutes, si aucun problème n'est rencontré. La plupart

2. L'expérience est séparée en plusieurs parties, les racks, afin d'être facilement transportable et satisfaire certaines règles de sécurité.

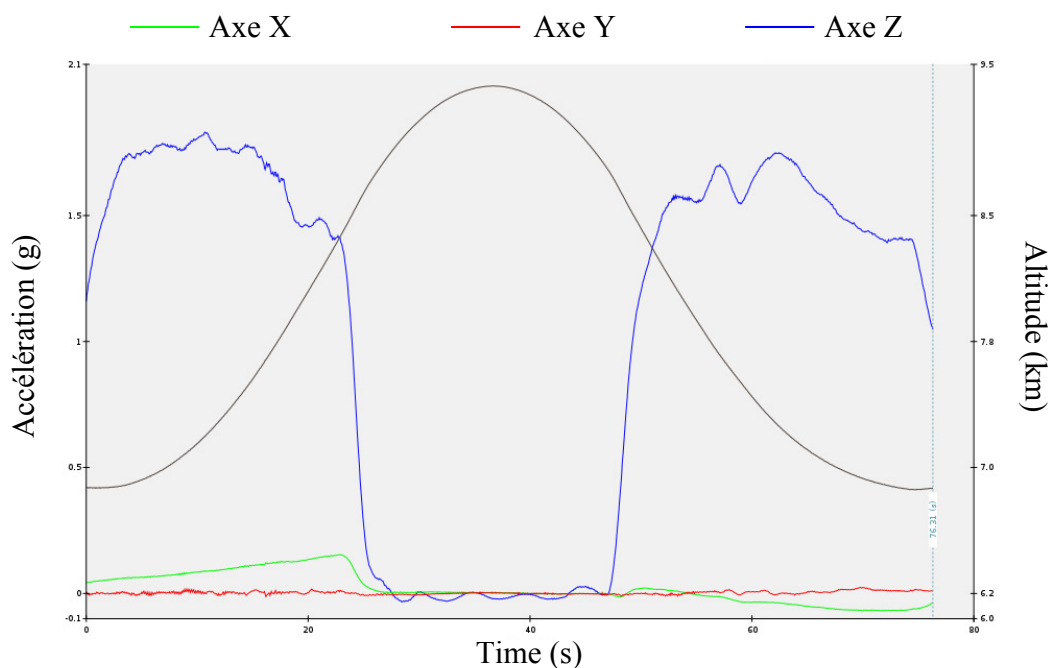


Figure 2.3 Signal d'accélération des 3 axes au cours d'une parabole. L'accélération résiduelle suivant l'axe Y (en rouge) reste stable durant la manœuvre. Sur l'axe X (en vert), elle est également stable pendant la phase 0 g mais on constate des variations avant et après l'injection. L'accélération sur l'axe Z (en bleu) atteint jusqu'à 1.8g avant et après la phase de micropesanteur. Les fluctuations de l'accélération basse fréquence sur cet axe durant la phase 0 g sont environ 10 fois supérieures par rapport aux deux autres.

des expériences sont donc éteintes avant cela et rallumées une fois en vol, après le décollage. Compte tenu de la durée de préchauffage (environ 1 heure) dont nous avons besoin, il nous est impossible de l'éteindre. Nous nous servons donc d'une alimentation statique sans coupure (UPS), plus communément appelée onduleur disposant de batteries d'une autonomie d'environ 30 mn, pour prendre le relais lors de la vérification. L'alimentation est ensuite rebasculée sur les panneaux de l'avion une fois la vérification finie.

2.2 Présentation générale du dispositif expérimental

Les conditions et exigences vues dans la section précédente ont un impact certain sur la configuration de l'expérience, dont je vais présenter ici une vue d'ensemble. Afin d'être transportable aisément, l'expérience est séparée en plusieurs bâtis (ou racks), dans lesquels on retrouve les blocs essentiels à une expérience d'interférométrie atomique. L'ensemble expérimental est aujourd'hui composé de 6 racks (contre trois lors de la première campagne de vol en 2007), suite à l'ajout de matériels et à l'évolution de certaines règles de sécurité de Novespace.

Leur structure principale est réalisée à partir de barres profilées ELCOM et/ou BOSCH qui assemblées, permettent d'avoir une grande solidité et robustesse (Fig. 2.4). Ces structures sont munies de plaques d'interface de façon à être solidement attachées aux rails de fixation de l'appareil. Les différents instruments et appareils sont fixés en façade sur un rail inséré dans la goulotte du profilé (Fig. 2.5-b). Ce type de montage nous accorde à la fois une grande modularité, une bonne solidité, et la possibilité de transporter efficacement et en toute sécurité, les différentes parties de l'expérience.

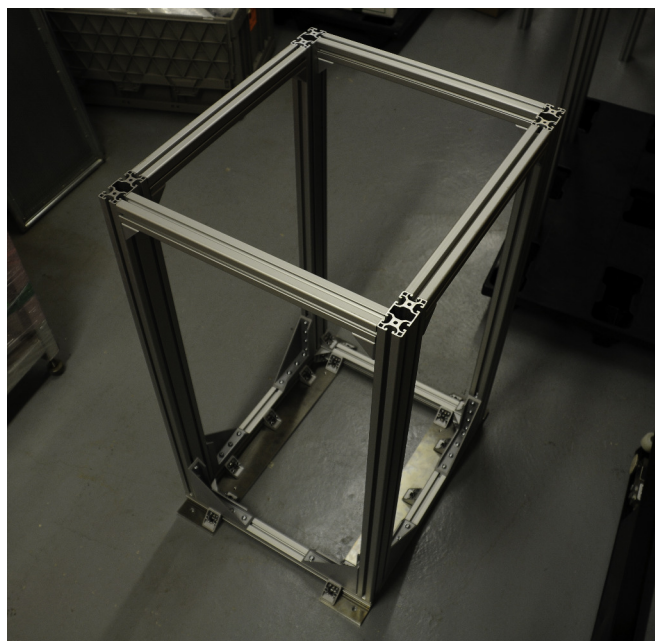


Figure 2.4 Photo de la structure d'un rack vide. Une fois assemblé, l'ensemble de la structure est placé sur deux plaques d'aluminium de 12 mm d'épaisseur qui servent d'interface avec les rails de l'avion.

Le placement des racks et des différents instruments sont répartis de façon à former un ensemble cohérent. Les deux critères principaux sont la limitation des

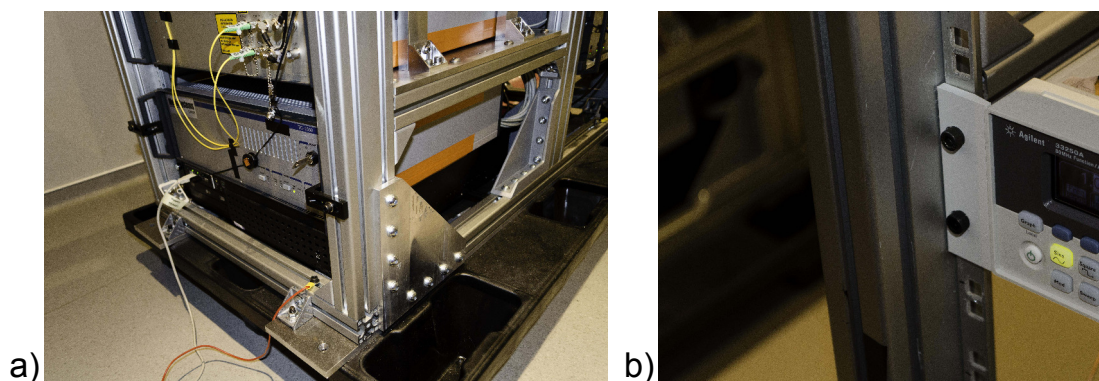


Figure 2.5 *a) Photo du rack du peigne de fréquence. Les barres profilées sont assemblées avec des équerres et peuvent être renforcées avec des goussets comme sur la photo. Au laboratoire, les racks sont posés sur des palettes afin de faciliter leur transport. b) Des écrous sont placés sur le rail aux endroits voulus afin d'attacher les différents instruments. Ce système est très modulaire et facilite l'installation ou le déplacement des instruments sur l'expérience.*

longueurs de câbles et la facilité d'accès aux instruments et écrans de contrôle en vol. Voici le détail de leur répartition (Fig. 2.6) :

Rack d'alimentation - Poids : 162 kg. Dimensions (selon les axes X, Y, Z de l'avion) : 740 x 566 x 1050 mm :

Ce rack rassemble le panneau électrique de l'expérience, l'onduleur et ses batteries, ainsi que la majorité des alimentations électriques en courant et en tension. L'onduleur nous permet de garder sous tension les instruments fragiles lors d'une coupure intempestive de courant, mais est surtout essentiel pour la phase de vérification d'avant décollage. C'est également sur ce rack que se trouve le bouton d'arrêt d'urgence permettant de couper l'alimentation de toute l'expérience en cas de problème dans l'avion.

Rack Radio-Fréquence - Poids : 112.5 kg. Dimensions : 740 x 566 x 1050 mm :
On trouve sur ce rack la source radio-fréquence, et notamment le quartz ultra-stable à 10 MHz, servant de référence à toute l'expérience. Développé dans le cadre du projet d'horloge atomique spatiale Pharaon [Laurent 98, Pharaon 12], il est d'une grande stabilité ($1,8 \times 10^{-13}$ à 1 s) et d'une très faible sensibilité aux accélérations [Lemondé 97]. On trouve également les chaînes de fréquences Rubidium et Potassium, générant le 6.8 GHz pour ^{87}Rb et le 460 MHz pour ^{39}K à partir des 10 MHz du quartz, via les DDS (Direct Digital Synthesis). Les DDS permettent d'ajuster précisément le désaccord de fréquence entre les deux faisceaux refroidisseur et repompeur (ou les deux faisceaux Raman pendant la phase d'interférométrie). La micro-onde à 6.834 GHz pour la sélection des sous-niveaux m_F est générée par un synthétiseur externe (BHE BSVC14-6G5-7G) directement asservi par le 10 MHz du quartz. Le schéma complet

de la chaîne n'a pas subi de changement majeur ces dernières années et peut être trouvé dans la thèse de Vincent Ménoret³.

Rack de contrôle - Poids : 106 kg. Dimensions : 740 x 566 x 1050 mm :

C'est la tour de contrôle de l'expérience, il rassemble tous les dispositifs (informatique et électronique) de contrôle et d'acquisition. Tous les éléments de ce rack ont été remplacés lors de ma thèse. On se reportera au paragraphe 2.4 pour une description détaillée.

Rack peigne de fréquence - Poids : 172 kg. Dimensions : 1325 x 566 x 1050 mm :

Ce rack est entièrement dédié au peigne de fréquences optiques et à son électronique associée. Il permet l'asservissement des lasers Rb et K sur une référence commune. Une description plus approfondie se trouve au paragraphe 2.3.2.

Rack laser - Poids : 228.5 kg. Dimensions : 650 x 1092 x 740 mm :

Il contient la source laser bi-fréquence, les étages d'amplification de doublage ainsi que le banc espace libre pour la distribution des différents faisceaux. Une partie de l'électronique d'asservissement s'y trouve également. L'ensemble est décrit dans la section 2.3.

Rack chambre d'expérience - Poids : 174 kg. Dimensions : 650 x 650 x 530 mm :

C'est le cœur de l'expérience, où se situe la chambre à vide ainsi que les optiques et instruments nécessaires au refroidissement des atomes et à la réalisation d'un interféromètre atomique. Il a complètement été modifié au cours de ma thèse afin de significativement améliorer les performances de l'interféromètre. Ce fut un des principaux changements de ces trois années. L'ensemble est détaillé dans la section 2.5.

2.3 Système laser

Compte tenu des exigences et des conditions expérimentales, il est nécessaire d'avoir un système laser robuste, compact, et capable de supporter les contraintes inhérentes à l'avion et son environnement. Les composants issus des technologies Telecom sont donc des candidats idéaux pour notre expérience.

En effet, leur développement a explosé ces trente dernières années, ils sont aujourd'hui des éléments couramment utilisés dans des environnements à fortes contraintes, et possèdent un niveau de maturité technologique très élevé. La plupart des composants ont un indice TRL⁴ de 5. C'est le plus haut indice qu'un élément ou composant seul puisse prétendre. Les indices supérieurs qualifient des systèmes ou sous-

3. La stabilité de la chaîne Rb fut mesurée par comparaison par une chaîne similaire asservie sur un Maser à hydrogène au LNE-Syrté. On peut retrouver cette mesure dans la thèse de Rémi Geiger [Geiger 11a]

4. Technology Readiness Level : échelle couramment employée afin d'évaluer le niveau de maturité d'une technologie allant de 1 (indice le plus faible) à 9 (indice le plus élevé).

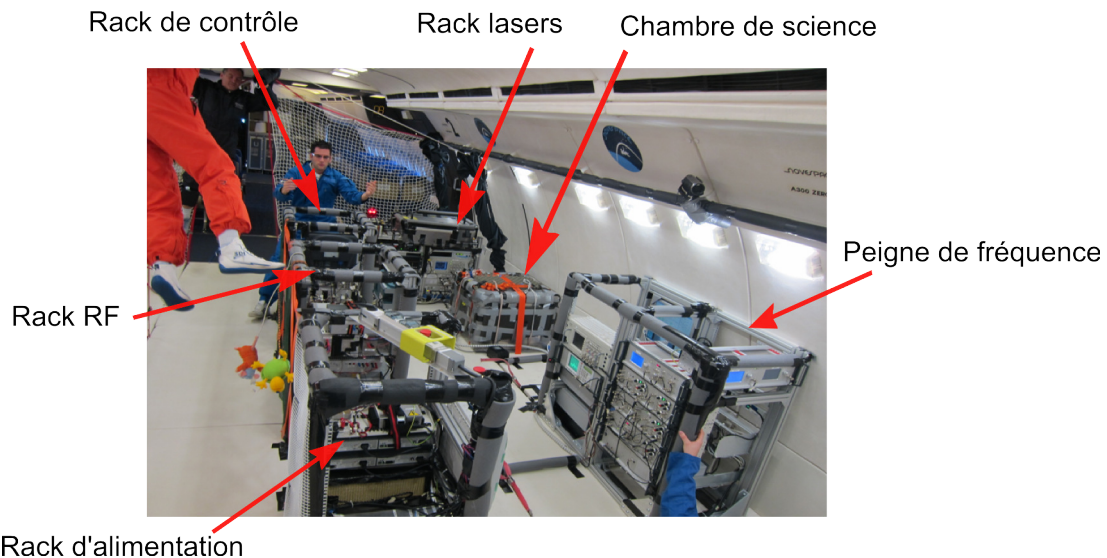


Figure 2.6 Vue d'ensemble de l'expérience ICE dans la cabine de l'avion 0g. Cette configuration nous permet une compacité maximale tout en ayant accès aux différents instruments et écrans de façon optimale.

systèmes entiers, intégrant différents éléments et composants. Ceci fait de cette technologie un candidat idéal pour notre système.

Les sources lasers utilisées ont des longueurs d'onde de 1560 nm et 1534 nm (bande C Telecom), doublées en fréquence pour atteindre les longueurs d'onde voulues : 780 nm pour le Rubidium et 767 nm pour le Potassium. Largement éprouvés, ces sources et composants dans l'infrarouge possèdent une durée de vie très longue (~ 20 ans) et les techniques d'amplifications sont bien connues et maîtrisées.

Le système laser est donc composé de deux parties (Rb et K) basses puissances dans l'infrarouge, comprenant les sources lasers et les systèmes d'asservissement en fréquence des lasers. Ensuite vient l'étage d'amplification et la partie haute puissance, avec le doublage de fréquence et le banc espace libre pour la génération des différents faisceaux de refroidissement et faisceaux Raman. L'architecture de source laser bi-fréquences est basée sur les connaissances acquises des précédentes versions de l'expérience [Stern 09, Geiger 11a].

Avant de d'expliquer plus en détail le fonctionnement de l'ensemble, je vais en décrire les principaux éléments.

2.3.1 Sources lasers

Les premières sources lasers sur ICE étaient des diodes DFB (Distributed Feed-Back laser), issues de la technologie telecom. Leur très grande durée de vie, leur

compacité et capacité à résister aux conditions extérieures relativement difficiles tel que l'avion, en fait d'excellentes candidates pour notre expérience ; contrairement aux diodes à cavités étendues utilisées comme source directe à 780 nm, très sensibles aux chocs et à la durée de vie limitée.

Au début de ma thèse, en mai 2012, nous avons décidé de changer les diodes potassium (DFB standard) car leur largeur spectrale était supérieure au MégaHertz. Ce qui posait un réel problème pour le refroidissement du Potassium 39 (voir Sect. 3.2), dont les niveaux hyperfins de l'état excité $4^2P_{3/2}$ ne sont séparés que de quelques MégaHertz (Fig 3.7). Les diodes actuelles sont des diodes de la compagnie RIO (Redfern Integrated Optics) dont les principales caractéristiques sont d'avoir une très faible largeur de raie $\Delta\nu_{rio} = 15$ kHz et un bruit de phase extrêmement bas (Rio Planex).

Ce changement fut une étape indispensable au refroidissement du Potassium, permettant de gagner un ordre de grandeur sur la température, et finalement atteindre les 20 μ K (voir Sect. 3.2.2). Les diodes Rb, quant à elles, furent remplacées durant l'été 2013, en même temps que l'enceinte à vide.

Ces nouvelles diodes ont donc permis de franchir un grand pas sur la partie potassium mais elles s'accompagnent d'un défaut non négligeable. En effet, pour ajuster la longueur d'onde d'une diode, on joue sur deux paramètres. Tout d'abord, la température de la diode qui permet un réglage grossier de la longueur d'onde via un système peltier. Puis le courant, qui permet un réglage fin de la longueur d'onde. Or malgré l'asservissement en température via le module à effet peltier de la monture, elle reste très sensible aux changements de température extérieure. De telles dérives sont normalement facilement compensées avec un système d'asservissement et une rétroaction sur le courant de la diode. Seulement, l'électronique du peigne de fréquence alloue une faible dynamique d'asservissement, ce qui a parfois posé certains problèmes dans l'avion comme je l'explique dans le paragraphe suivant.

2.3.2 Asservissement et contrôle des fréquences

Pour le refroidissement des atomes et les faisceaux Raman, il est absolument essentiel d'asservir nos lasers à une fréquence bien définie. Nous sommes équipés d'un peigne de fréquence optique, qui a le grand avantage de pouvoir asservir les deux longueurs d'onde (780 nm et 767 nm), permettant ainsi de servir de référence commune et rejeter les éventuels dérives relatives entre les sources Rb et K. Un système d'absorption saturée a également été réinstallé récemment sur Rb (l'absorption saturée K le sera prochainement) comme solution de replis en cas de problème avec le peigne.

Je vais donc présenter dans cette partie nos références de fréquences laser et le système d'asservissement.

Fonctionnement du peigne de fréquences optiques

L'invention des peignes de fréquences optiques (récompensée par le prix Nobel de physique en 2005) fut un grand pas en avant pour la spectroscopie de précision en permettant la mesure directe de fréquences optiques.

Ils sont composés d'un laser femtoseconde à modes verrouillés en phase générant des impulsions ultracourtes (de l'ordre de la dizaine de femtosecondes). Ces impulsions sont répétées et régulièrement espacées par un temps T_{rep} , équivalent à un aller-retour à l'intérieur de la cavité. Dans le domaine fréquentiel, on a donc un peigne de fréquence, dont les raies sont séparées par une fréquence :

$$f_{rep} = \frac{1}{T_{rep}} = \frac{v_g}{2L} \quad (2.1)$$

avec v_g , la vitesse de groupe au sein de la cavité et L sa longueur. À chaque raie de ce peigne peut être donné un indice n , et une fréquence f_n donné par

$$f_n = f_0 + n f_{rep} \quad (2.2)$$

avec f_{rep} et f_0 , fréquences radio représentant respectivement la fréquence de répétition et la fréquence d'offset. Cette dernière est due au décalage entre la porteuse et l'enveloppe à cause de la dispersion intra-cavité (l'enveloppe des impulsions se propageant à une vitesse différente de leur porteuse). Les raies du peigne sont donc décalées d'une fréquence f_0 par rapport aux multiples entiers de la fréquence de répétitions f_{rep} .

Les points importants pour une référence optique sont donc les mesures et les asservissements de ces deux fréquences : f_0 et f_{rep} . La mesure de la fréquence de répétition s'effectue en prélevant une partie de la puissance en sortie du laser et en l'envoyant sur une photodiode. Plusieurs battements sont observés à des fréquences multiples de f_{rep} . L'équation 2.1 nous donne la valeur de cette dernière, égale à l'inverse du temps que met l'impulsion pour faire un aller-retour dans la cavité. On joue donc sur la longueur de la cavité via un moteur pas à pas (réglage grossier) et un moteur piézo-électrique (réglage fin) agissant sur un des miroirs de la cavité afin de mesurer et asservir f_{rep} .

La mesure de la fréquence d'offset f_0 est un peu plus complexe. Une fibre à cristaux photoniques est utilisée pour élargir le spectre du laser sur une octave. Un battement est alors effectué entre la raie d'indice $2n$ et la raie d'indice n doublée en fréquence. On peut ainsi écrire la fréquence du battement f_{bat} telle que :

$$\begin{aligned} f_{bat} &= 2f_n - f_{2n} \\ &= 2(f_0 + n f_{rep}) - (f_0 + 2n f_{rep}) \\ &= f_0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

On a ainsi non seulement accès à f_0 , mais on peut également l'asservir en rétro-agissant sur la dispersion intra-cavité.

Une fois les deux fréquences asservies et connues, le peigne agit comme une règle de mesure dans l'espace des fréquences, nous permettant d'asservir nos lasers à une fréquence bien définie. Celui dont nous disposons a été développé par Menlo Systems (en 2009) sur la base de leur modèle FC 1500 afin de pouvoir supporter les vols paraboliques. Son fonctionnement complet et ses performances étant détaillés dans la thèse de Vincent Ménoret [Menoret 12], je ne reviendrai donc pas dessus.

Un système électronique associé au peigne de fréquence nous permet d'asservir f_{rep} et f_0 ainsi que nos lasers via un asservissement de phase par battement avec une référence externe (Fig. 2.7). Notre référence externe étant ici le quartz à 10 MHz. Les paramètres du peigne sont tels que la valeur de f_0 est asservie à 20 MHz et la fréquence de répétition f_{rep} peut être ajustée de façon très précise entre 249 MHz et 251 MHz par une DDS. Compte tenu des grandes valeurs de n ($> 10^5$), cela est plus que suffisant pour ajuster f_n à la fréquence désirée.

Une fois asservi, le peigne de fréquence sert de référence pour les sources lasers Rubidium et Potassium. Ces dernières sont asservies par battement, à une fréquence de 30 MHz d'une des raies du peigne. A cause des repliements du spectre et de la proximité des raies parasites, la dynamique d'asservissement est de seulement ± 10 MHz.

Limites du peigne de fréquence optique

Les principales difficultés rencontrées avec le peigne de fréquence se sont manifestées en vol. Il fut par ailleurs la principale source de problèmes lors des vols paraboliques car l'asservissement est parfois difficile à maintenir durant les paraboles.

Pour rappel nous avons accès à trois gains : celui de la fréquence d'offset f_0 , de la fréquence de répétition f_{rep} , et celui de l'asservissement du laser maître f_n . Pendant les transitions de 2 à 0g, la fréquence d'offset a tendance à sauter et s'asservit parfois sur une harmonique de f_0 au lieu de revenir sur le pic principal. Pour remédier à cela, nous avons renforcé le système de fixation de la boîte contenant le laser femtoseconde et la cavité du peigne de fréquence, afin de minimiser les flèches de flexion sur celle-ci. Au lieu d'être fixée en façade avec un point d'appui à l'arrière, une plaque d'aluminium soutiendra l'ensemble sur toute la surface. Cela devrait normalement aider à garder l'asservissement f_0 stable lors des changements de gravité en minimisant les flèches de flexion sur le dispositif.

À cela, il faut ajouter les vibrations régnant dans l'avion, qui compliquent le réglage des gains des différents asservissements de f_{rep} , f_0 et f_n . Les fibres optiques composant le laser femtoseconde ne sont pas à maintien de polarisation, rendant

la cavité sensible aux vibrations. Afin de stabiliser correctement la fréquence f_{rep} , nous sommes obligés d'augmenter le gain. Or, si celui-ci est trop élevé, le système entre dans un régime de sur-oscillation, affectant directement la fréquence des lasers. L'ajustement des gains est une étape critique, qui demande parfois le passage de quelques paraboles pour être complétée. Notons cependant qu'un module d'alimentation haute-tension du peigne a récemment été remplacé à cause d'un dysfonctionnement, affectant la course du piezo à l'intérieur de la cavité. Nous supposons que ce problème est apparu lors d'une campagne fin 2012 ou début 2013 et pouvait être en partie responsable de certaines difficultés rencontrées avec l'asservissement de f_{rep} .

Enfin, l'électronique associée au peigne de fréquence n'arrive pas à suivre et à compenser la dérive en fréquence des diodes RIO quand celles-ci sont soumises à des variations de température importantes (typiquement de l'ordre de quelques degrés en 1 h). L'asservissement en fréquence des lasers finit ainsi par sauter.

Nous avons donc pensé à isoler la diode des mouvements d'air extérieur de façon à garder une température autour de la diode relativement constante. La première idée fut de réaliser un capuchon qui recouvre la diode et s'adapte sur la monture de façon minimiser les échanges d'airs. Mais les résultats en étuve furent peu convaincants, gagnant à peine un facteur deux sur la dérive de la diode. Une toute nouvelle monture fut dessinée au laboratoire par Brynle Barrett. Ce dispositif se présente sous la forme d'une boîte englobant la diode et son électronique de contrôle, l'isolant de l'air extérieur. Un système peltier permet de contrôler la température à l'intérieur du système, ce qui nous permet de disposer du problème de dérive des diodes et ainsi rester asservis sur le peigne. Les premiers tests du prototype en étuve ont été concluants et ces nouvelles montures ont récemment été installées sur l'expérience.

Les différentes solutions apportées (fixation du laser femto, montures lasers, remplacement du module haute tension) au dispositif devraient s'avérer efficaces lors des prochaines campagnes de vol. Mais si tout cela n'est pas suffisant, il sera alors nécessaire de se procurer, dans un futur proche, un des nouveaux modèles de peigne de fréquence développé par Menlo, plus robuste et limitant les éléments en espace libre. En ce sens, nous avons été approchés par Menlo pour tester, lors de vols paraboliques, leur nouvelle technologie de peigne de fréquence, ouvrant la voie à une possible installation du nouveau modèle d'ici quelques années.

Absorption saturée

En raison des difficultés rencontrées avec le peigne de fréquence, nous avons décidé de ré-installer un dispositif de spectroscopie par absorption saturée (SAS) sur les nouvelles diodes Rb. Ce dispositif est moins sensible aux vibrations et son électronique associée permet de compenser la dérive des diodes lors des changements de température pendant plusieurs dizaines de minutes, là où le peigne de fréquence saute en quelques minutes.

Le laser maître est asservi sur le croisement des transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 3 \rightarrow F' = 4$ associées à la raie D₂ du ⁸⁵Rb. Une petite partie de la puissance du laser maître est prélevée, doublée en fréquence grâce à un PPLN en guide d'onde fibré. La lumière à 780 nm vient alors sonder la vapeur de ⁸⁵Rb. Le courant de la diode est modulé et une détection synchrone du signal d'absorption permet d'en extraire le signal d'erreur, permettant la rétro-action sur le courant de la diode. Cette SAS fut réalisée par la société Muquans et a déjà effectué une campagne de vol avec succès.

Système maître/esclave

L'asservissement en fréquence repose sur un système maître/esclave présenté sur la figure 2.7 (partie basse puissance). L'architecture globale à basse puissance est similaire pour rubidium et potassium. La seule différence notable vient de la génération de la fréquence du repompeur et du second faisceau Raman qui est obtenue sur la partie basse puissance pour le Rubidium, via un modulateur électro-optique générant une bande latérale à 6.8 GHz. Pour le potassium, ces fréquences sont générées après le doublage de fréquence sur la partie haute-puissance, via un modulateur acousto-optique (MAO) en double passage (voir paragraphe 2.3.4).

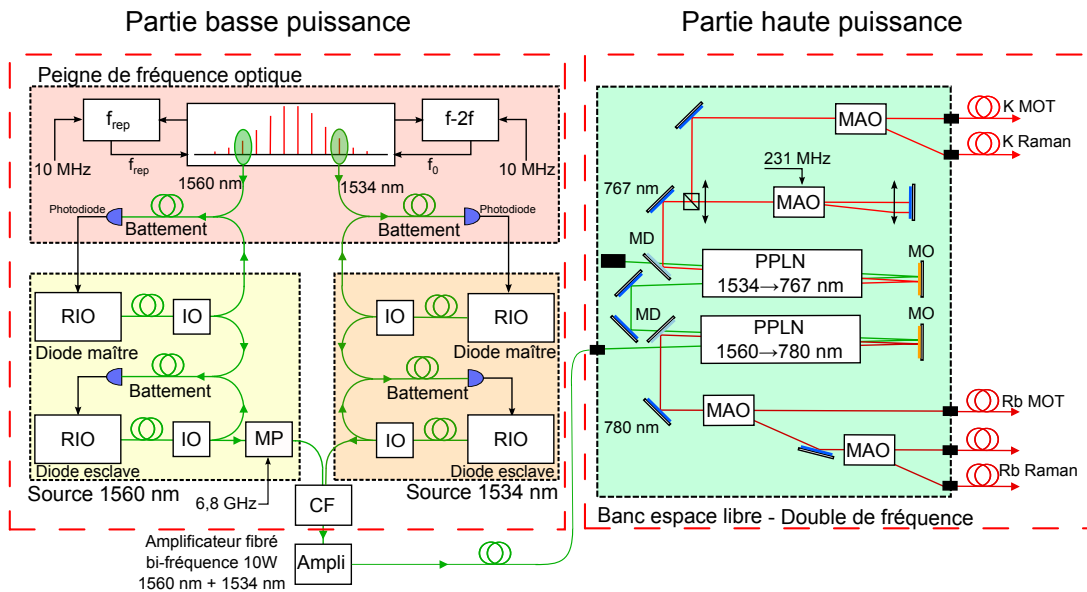


Figure 2.7 Schéma d'ensemble de la source laser — RIO : Diode laser – IO : Isolateur Optique – MP : Modulateur de Phase – PPLN : Cristal PPLN – CF : Combineur fibré – MAO : Modulateur Acousto-Optique – Ampli : Amplificateur Fibré Dopé à l'Erbium – MD : Miroir Dichroïque – MO : Miroir Or.

La première diode agit comme le laser maître. Une partie de sa puissance est envoyée vers une référence (peigne de fréquence ou absorption saturée) afin d'être asservie en fréquence. Cet asservissement est fixe, c'est à dire que la diode est maintenue à une fréquence définie. L'autre partie de la puissance est envoyée sur une photodiode ultra-rapide (Menlosystems FPD 310 pour la partie K, photodiode custom pour Rb). On envoie également sur cette photodiode, une partie de la puissance de la seconde diode laser, la diode esclave, afin de réaliser un battement entre ces deux sources.

Le signal de battement est envoyé à un convertisseur fréquence-tension, cette tension est ensuite retranchée à la tension de référence, nous donnant un signal d'erreur envoyé à la diode esclave via un système d'asservissement type PID (Proportionnel - Intégrateur - Dérivateur). Cette rétroaction permet ainsi d'asservir le laser esclave sur le laser maître.

L'intérêt de cette configuration est la possibilité de désaccorder les lasers sur une large plage en un temps très court en simplement modifiant la tension de référence. Le saut en fréquence maximal est d'environ 650 MHz sur une milliseconde (soit 1.3 GHz après doublage).

L'autre partie de la puissance optique de l'esclave est envoyée sur l'amplificateur optique via un combineur fibré. Celui-ci permet de mélanger la sortie des sources lasers esclaves Rb et K afin d'envoyer l'ensemble vers l'amplificateur optique.

2.3.3 Amplification et doublage

La partie haute puissance comprend un étage d'amplification ainsi qu'une partie en espace libre, constituée du doublage en fréquence d'une part et de la génération des différents faisceaux de refroidissement et Raman d'autre part.

Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium (EDFA)

Les amplificateurs à fibre codopés à l'Erbium et à l'Ytterbium⁵ sont également issus des technologies Telecom, la fenêtre de gain de l'Erbium se situant entre 1525 nm et 1565 nm (bande C). Notre EDFA fut spécialement développé de façon à amplifier avec un même gain les longueurs d'onde 1534 nm et 1560 nm.

Le rapport de puissance du signal de sortie entre les deux longueurs d'onde dépend du rapport de puissance en entrée. Il a été calibré de sorte qu'avec une puissance d'entrée de 1 mW à 1534 nm et 1560 nm, la puissance de sortie soit d'environ 5 W pour chacune des longueurs d'onde. Il est également possible d'injecter qu'une seule longueur d'onde en entrée de l'amplificateur de façon à avoir une puissance théorique de 10 W en sortie. Les valeurs réelles se situent aux environs de 9 W.

5. L'ajout de l'Ytterbium a plusieurs intérêts, notamment celui d'augmenter la puissance de sortie [Barnes 89, Federighi 95].

Etage de doublage

En sortie de l'amplificateur, le faisceau laser est envoyé sur un banc espace libre. La première étape est le doublage de fréquence. Il s'effectue en passant deux fois à travers un cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné (PPLN). Les deux cristaux sont montés en série, d'abord celui à 1560 puis celui à 1534 nm. Le faisceau est focalisé dans le premier cristal puis réfléchi par un miroir or sphérique. Une lame dichroïque sépare le faisceau visible du faisceau infrarouge. La partie à 780 nm est collimatée puis envoyée vers le banc espace libre. Le faisceau à 1534 nm (et la partie à 1560 nm restante) passent dans le second cristal doubleur, en double passage également. Le faisceau 767 nm est alors envoyé vers le banc tandis que le reste de la partie dans l'infrarouge est interceptée par un bloqueur.

Lorsque l'amplificateur fonctionne avec une seule longueur d'onde, la puissance obtenue après doublage est d'environ 1.3 W à 780 nm et 1 W à 767 nm⁶. Je détaille dans le paragraphe 2.3.5, la puissance obtenue après doublage quand l'amplificateur fonctionne avec les deux longueurs d'onde simultanément.

2.3.4 Banc optique

Le banc optique espace libre est certainement une des parties les plus critiques du système laser avec la partie de doublage de fréquence. Si un désalignement intervient, l'injection dans les fibres en sortie du banc risque d'être compromise avec une perte significative de la puissance optique. Et il nous est bien évidemment interdit d'ouvrir le confinement du banc en vol pour procéder à des ajustements. Au sol dans l'avion, nous n'y avons accès qu'en plaçant un rideau ignifugé autour du bâti.

Un énorme travail a été effectué de la part des précédents doctorants sur l'expérience pour assurer la stabilité du banc. Hormis l'injection des fibres, aucun alignement n'est nécessaire après une campagne de vol, pendant laquelle les contraintes sont importantes (transport en camion, vibrations de l'avion). De même, lors du déménagement de l'expérience de Paris à Bordeaux, aucun ré-alignement ne fut nécessaire (doublage de fréquence compris).

Pour en arriver à une telle stabilité, chaque composant fut choisi avec soin. Tout d'abord la plaque soutenant les optiques est en aluminium AW2618⁷ de 4 cm d'épaisseur. Elle est creusée sur l'envers afin de l'alléger au maximum tout en gardant une excellente robustesse. Les collimateurs d'injection (collimateurs de type PAF-X de Thorlabs) et les montures des miroirs (New Focus 9810-5-K) ont été choisies afin de garantir un maximum de stabilité et sont tous vissées sur la plaque (hormis deux montures rajoutées récemment qui sont collées). Le banc optique est divisé en trois

6. Dans l'optique de la réalisation d'un interféromètre double espèce simultanée, le banc de doublage fut récemment modifié avec la mise en place de deux EDFA séparés pour chacune des longueurs d'ondes. Le doublage se fait maintenant en parallèle, amenant une amélioration notable de la puissance.

7. Alliage d'aluminium et de cuivre très utilisé dans l'industrie aéronautique pour sa grande stabilité

parties. La première partie est dédiée au doublage des fréquences, le reste comprend les chemins pour le rubidium et pour le potassium (Fig. 2.8).

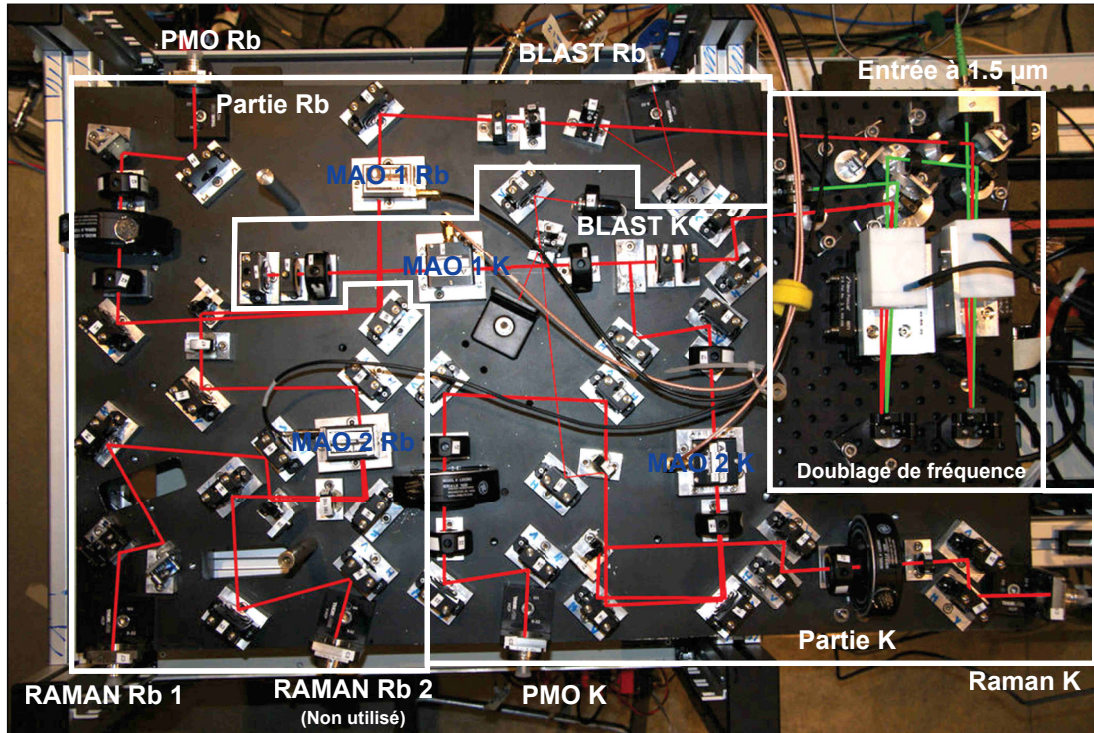


Figure 2.8 Photographie du banc optique. La partie supérieure droite est réservée au doublage de fréquence du Rubidium et du Potassium. Chacun des longueurs d'onde est ensuite envoyée sur le banc optique afin de générer les faisceaux pour le refroidissement et les faisceaux Raman.

Chemin optique du faisceau à 780 nm

Le chemin Rb est composé d'un premier MAO (AA 80 MHz) permettant de séparer les faisceaux du piège magnéto-optique (PMO) des faisceaux Raman. Un obturateur (Uniblitz) permet de complètement couper le faisceau non diffracté. La partie diffractée du 1^{er} MAO est interceptée par un demi-miroir et est injectée dans un second MAO (AA 200 MHz). Sur ce dernier, nous utilisons le faisceau diffracté pour générer le faisceau Raman, nous permettant ainsi de couper le faisceau avec une grande rapidité (la durée du pulse $\pi/2$ est d'environ 6 μs) et une très bonne extinction. Un obturateur (Uniblitz) est tout de même présent pour complètement stopper le faisceau en dehors des phases interférométriques. Nous avons également la possibilité de faire un second faisceau Raman (sur l'ordre 0 du second MAO), mais ce chemin n'est pas utilisé pour l'instant et est donc condamné.

En sortie du banc, on mesure une puissance de 1.06 W sur la voie PMO et 0.5 W sur la voie Raman avant injection. La puissance couplée dans la fibre PMO est de 48%, et de 70% pour le collimateur Raman. Cette différence s'explique par l'ouverture numérique plus faible des nouvelles fibres optiques livrées avec le combineur/séparateur de faisceaux (utilisé pour le PMO), rendant l'injection plus difficile et le couplage moins efficace.

La puissance nécessaire pour le faisceau pousseur est prélevée par une lame séparatrice, située peu après le doublage et est envoyée à un MAO fibré placé sur le rack expérimental. La puissance du faisceau en sortie du collimateur est d'environ 7.5 mW.

Chemin optique du faisceau à 767 nm

La seconde partie du banc est dédiée au potassium. Les voies PMO et Raman ont, comme sur la voie Rb des obturateurs afin de pouvoir bloquer complètement les faisceaux. Le voie raman est générée par la partie diffractée (ordre 1) par le MAO 2 puis interceptée par un demi-miroir. Le MAO 1, quant à lui, permet la création du repompeur et de la seconde fréquence Raman à 460 MHz (Fig. 2.9). Pour cela, nous utilisons le MAO en double passage. Le faisceau est diffracté deux fois (2×230 MHz), et seuls les ordres (0.0) et l'ordre (1.1) sont conservés en sortie.

Ce dispositif nous permet de générer le 460 MHz sans harmoniques parasites qui seraient à la fois néfastes pour le refroidissement et pour l'interféromètre. En effet, ces harmoniques provoqueraient la génération d'interféromètres parasites. Séparées de seulement 460 MHz, certaines raies se trouveraient quasiment à résonance, favorisant l'émission spontanée et une diminution du contraste de l'interféromètre.

D'un autre côté, ce système nous contraint à parfaitement superposer les deux ordres afin d'obtenir une injection efficace dans les fibres en sortie du banc. De plus, cela entraîne également une perte de puissance significative dans les ordres (0.1) et (1.0) qui sont inutilisés. Par exemple durant la phase de refroidissement, la puissance entre le refroidisseur et le repompeur est partagée de façon quasiment égale (voir Sect. 3.2.2), de ce fait presque 50% de la puissance en entrée du MAO est perdue dans les ordres (0.1) et (1.0).

Lors d'un PMO, la puissance en sortie du banc est de 460 mW, et environ 50% sont couplés dans la fibre. Sur la voie Raman, la puissance est de 290 mW et 60% de la puissance est couplée. La puissance nécessaire au faisceau pousseur est prélevée sur la voie PMO et est envoyée à un MAO fibré situé sur le rack expérimental, afin d'avoir environ 10 mW sur les atomes.

Recombinaison des faisceaux

Les faisceaux à 780 nm et 767 nm du PMO sont couplés dans des fibres optiques, et envoyés vers le rack où se trouve l'enceinte à vide sur lequel se trouve le combineur/séparateur Schäfter Kirchhoff 2 par 6. Les deux faisceaux sont tout d'abord

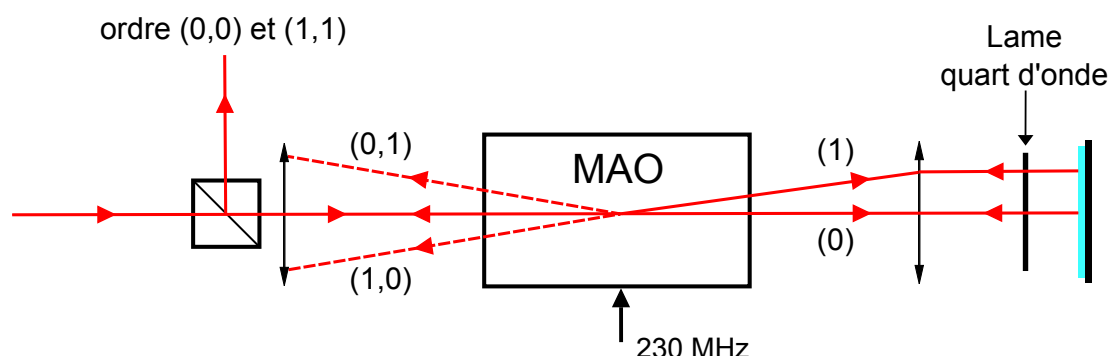


Figure 2.9 Schéma de principe du MAO double passage : le faisceau traverse le cube et une partie est diffractée une première fois puis une seconde fois. Nous avons ainsi l'ordre (1,1) superposé à l'ordre (0,0), séparé par une fréquence de 460 MHz. La lame quart d'onde permet polariser orthogonalement le faisceau aller par rapport au faisceau retour.

combiné par l'intermédiaire d'un cube et d'une lame à retard dichroïque puis séparé en 6 faisceaux, via des cubes et des lames polarisantes. C'est en jouant sur ces lames que l'on peut équilibrer la puissance dans chacune des voies. Les 6 fibres de sortie sont ensuite connectées aux collimateurs fixés sur l'enceinte à vide. Les pertes de puissance à l'intérieur du cluster 6 faisceaux entre l'entrée et la sortie (somme des 6 faisceaux) est d'environ 40%.

2.3.5 Vers une source laser double-espèce simultanée

Nous avons actuellement les interféromètres Rubidium et Potassium fonctionnant séparément, c'est à dire qu'une seule des deux sources lasers est amplifiée, de façon à avoir le maximum de puissance sur les atomes. Lorsque les deux sources laser fonctionnent simultanément, deux problèmes majeurs apparaissent avec le dispositif actuel.

Le premier se situe au niveau de la puissance de sortie. Comme nous l'avons vu précédemment, la puissance totale de sortie de L'EDFA équivaut à environ 9 W quelque-soit la configuration (simple ou double amplification). Si à la fois Rb et K sont allumés avec la même puissance d'entrée, la puissance dans chacune des longueurs d'onde est alors divisée par deux, on obtient ainsi 4.5 W pour chacune d'entre elles. Cependant la puissance en sortie du doublage est divisée par cinq (Fig. 2.10). Entre les pertes lors de l'injection et à l'intérieur du C/S, la puissance sur les atomes ne serait alors que de quelques milliwatts, ce qui est insuffisant pour capturer suffisamment d'atomes et les refroidir efficacement.

L'autre point, non moins important, est dû aux caractéristiques intrinsèques des diodes RIO. Lors de la phase d'interférométrie, les lasers sont désaccordés de plus de

	Puissance sortie ampli @1560nm (W)		Puissance sortie doublage @780nm (W)	
	K	Rb	K	Rb
Rb seul	0	~9	0	~1,4
K seul	~9	0	~1,1	0
Rb + K	~4,5	~4,5	~0,18	~0,21

Figure 2.10 Tableau récapitulant les puissances en sortie de l'EDFA (à 1560 nm) et du doublage de fréquence (à 780 nm) pour différentes configurations.

500 MHz (avant doublage de fréquence). Cette rétroaction est réalisée en jouant sur le courant de la diode. En variant de 1 mA le courant de la diode, sa fréquence est modifiée d'environ 30 MHz⁸, la valeur du courant délivrée par l'alimentation variera donc d'environ 16 mA. Or la puissance optique en sortie de la diode est proportionnelle au courant. Par conséquent les sauts de fréquence durant les séquences de refroidissement et d'interférométrie vont entraîner des fluctuations du rapport de puissance entre les deux longueurs d'onde en entrée de l'EDFA. Ces variations se répercutent sur le rapport de puissance en sortie de l'amplificateur, et il devient alors impossible de contrôler parfaitement la puissance envoyée sur les atomes.

Ces deux points demandent donc certains aménagement. A court terme, chacune des deux longueurs d'ondes seront donc amplifiées par deux EDFA (10 W) bien distincts. Cela demande évidemment de réaliser quelques modifications sur le banc espace libre existant car les deux cristaux doubleurs sont actuellement montés en série. Cela permettra de résoudre les deux problèmes. En rendant indépendante l'amplification des deux longueurs d'onde, les problèmes de variations de puissance disparaîtront et les puissances en sortie du banc optique seront suffisantes.

En parallèle, nous travaillons également sur une solution à plus long terme pour développer un set-up complètement fibré. Jusque là il était en effet impossible d'avoir un tel système. Les PPLN en guide d'onde ne pouvaient supporter une puissance d'entrée supérieure à 500 mW (insuffisant pour nous, la puissance de sortie étant alors inférieure à 250 mW). Les MAO fibrés et switch fibrés à 780 nm ne respectaient pas toutes les conditions essentielles demandées, à savoir : la rapidité (<10 ns), l'extinction (>60 dB), le maintien de polarisation et pouvant supporter plusieurs centaines de milliwatts.

Or une récente étude du CNES [Lévêque 14] a soumis un PPLN en guide d'onde à 1 W pendant plus de 2000 heures. Technologie que l'on pourrait donc maintenant

8. Cette valeur est un exemple et est intrinsèque à chaque diode. Pour les diodes dont nous disposons, les extrêmes vont de 1 mA pour 16 MHz jusqu'à 48 MHz, pour une moyenne d'environ 30 MHz.

utiliser sur l'expérience et correspondant à l'objectif de ICE vers un interféromètre encore plus compact. Il reste cependant quelques progrès à faire pour les MAO et switchs fibrés actuels, dont les deux principales limites sont des pertes de puissance conséquentes et un taux d'extinction de polarisation très bas.

2.4 Système de contrôle et d'acquisition

En vue de la réalisation d'un double interféromètre simultané, nous avons décidé de changer le dispositif d'acquisition ainsi que le système informatique et électronique de contrôle qui participaient à certaines limitations du dispositif. En effet, la carte d'acquisition dont nous disposions avait 12 bits de résolution pour une fréquence d'échantillonnage maximale de 500 kéch./s (en monovoie). Le séquenceur, conçu à l'Institut d'Optique à Palaiseau et présent sur l'expérience depuis sa création, présentait quelques signes de fatigues et disposait de fonctions limitées. Ce dernier et l'ancien ordinateur ont donc été remplacés par un PC National Instrument (NI PXIe-1078). Outre le gain de poids substantiel, ce type de PC peut recevoir et faire fonctionner un grand nombre de cartes différentes (jusqu'à 8 cartes, encastrables en façade). Nous avons, sur l'expérience, 4 cartes d'acquisition et de distribution :

- Deux cartes de sorties **NI PXI-6733** possédant chacune 8 sorties analogiques avec une fréquence de 1 Méch./s par voie et une résolution de 16 bits sur une plage de ± 10 V.
- Une carte **NI PXIe-6363** possédant 48 sorties numériques (voies bidirectionnelles 0/5 V) cadencées par le matériel jusqu'à 10 MHz, 4 sorties analogiques avec une fréquence de 2.86 Méch./s et une résolution de 16 bits sur une plage de ± 10 V. Cette carte possède également 32 entrées analogiques asymétriques (ou 16 différentielles) avec une fréquence à 2 Méch./s en mono-voie (la fréquence d'échantillonnage diminuant avec le nombre de voies utilisées) et une résolution de 16 bits sur une plage de ± 10 V. On utilise cette carte pour l'acquisition (en plus de la distribution des signaux) du signal de fluorescence en sortie d'interféromètre.
- Une carte **NI PXI-6280** haute précision, possédant 24 sorties numériques (voies bidirectionnelles), et 16 entrées analogiques asymétriques (ou 8 différentielles) avec des fréquences de 500 kHz en multi-voies et une résolution de 18 bits sur une plage de ± 10 V. Nous nous servons de cette carte afin d'acquérir les signaux de l'accéléromètre mécanique.

L'acquisition se fait donc sur deux cartes séparées, permettant ainsi de profiter de la fréquence d'échantillonnage maximale sur le signal de l'accéléromètre mécanique et le signal de fluorescence. Les entrées/sorties des cartes sont regroupées sur des connecteurs 68 broches. Afin de distribuer l'ensemble des signaux (digitaux et

analogiques) aux différents instruments, ils sont envoyés à un boîtier de distribution dessiné et réalisé par le service électronique du laboratoire, sur lequel nous pouvons facilement connecter des câbles coaxiaux (connecteurs de type lemo).

Le contrôle de l'expérience est maintenant assuré par Cicero [Keshet 13], un logiciel⁹ en libre accès, développé au MIT et spécialement conçu pour les expériences de physique atomique. Il permet d'avoir un environnement séquentiel clair, et d'avoir sur une seule fenêtre, une représentation de l'ensemble de la séquence (refroidissement, préparation, interféromètre et détection). Le contrôle des DDS est maintenant réalisé sous Labview.

2.5 Rack expérimental

Lors de la création de l'expérience, la première enceinte à vide devait être provisoire. Elle est finalement restée en place plusieurs années et a permis la réalisation du premier interféromètre atomique aéroporté. Après l'obtention de ces résultats, il est apparu que les principales limitations venaient du dispositif expérimental.

Tout d'abord les faisceaux pour le refroidissement des atomes étaient rétro-réfléchis. Cette configuration crée un déséquilibre de puissance entre les faisceaux aller et retour, ce qui peut être critique durant la mélasse, et limiter la température pouvant être atteinte.

De plus, les bobines de compensation et le biais avaient été réalisées grossièrement autour des hublots, et les différents instruments et objets autour de l'enceinte n'étaient pas amagnétiques. La chambre de science était par exemple en acier inoxydable austénitique qui bien que faiblement, peut tout de même être magnétisé sous un champ magnétique (paramagnétisme).

Les hublots étaient montés sur l'enceinte via un système de brides CF qui est un système classique de brides, très utilisées en technologie du vide. Afin de réaliser la liaison entre le verre et la bride, le kovar est généralement utilisé. Cet alliage de Fer et de Nickel est fortement paramagnétique. Toutes ces sources génèrent des champs et gradients magnétiques au niveau des atomes qui limitent les performances de l'interféromètre. Nous avons alors décidé de remplacer le dispositif expérimental.

Je vais décrire dans cette section, les différents éléments composant ce nouveau système.

2.5.1 Enceinte à vide

Durant ma première année de thèse, j'ai réalisé le dessin de conception de la nouvelle enceinte à vide sur le travail préliminaire de Guillaume Stern, qui avait

9. Pour être exact, Cicero est l'interface graphique avec laquelle nous élaborons la séquence, et doit être couplé avec le logiciel Atticus qui joue le rôle de serveur.

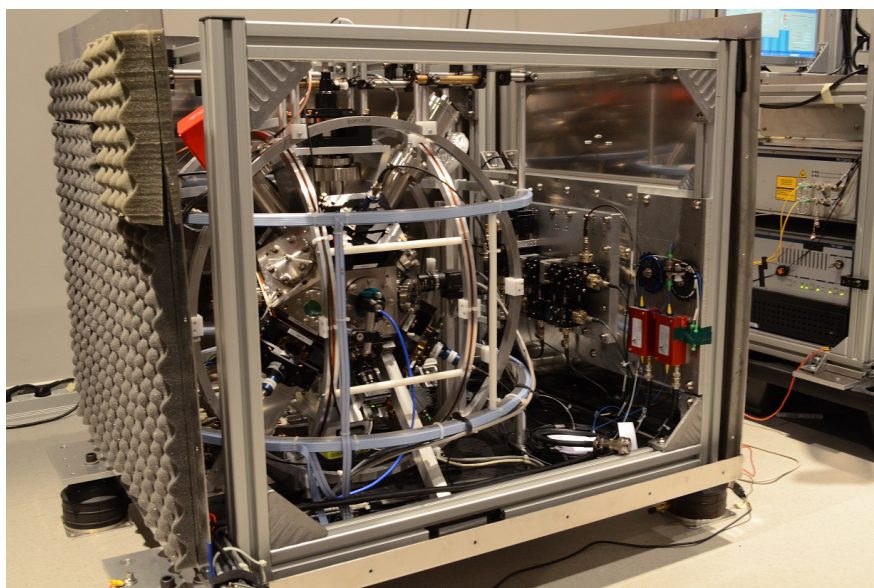


Figure 2.11 *Photo du rack expérimental complet.*

déterminé la forme principale ainsi que les principaux accès. La forme du solide choisie pour l'enceinte est un "petit rhombicuboctaèdre". C'est un solide à 26 faces composé de 18 carrés et 8 triangles. Sur ces 26 faces, 19 ont des accès optiques, 4 faces sont dédiées aux passages électriques/antennes, 2 au vide et enfin la dernière est utilisée pour la fixation d'un des pieds.

Les 19 accès optiques sont distribués de la façon suivante : 6 hublots pour le refroidissement des atomes, 6 pour les faisceaux ramans (en prévision d'un accéléromètre trois axes), 4 pour un piège dipolaire optique croisé, 1 accès pour le faisceau pous-seur, 1 accès au plus proche des atomes pour la photodiode de détection et un dernier accès optique pour la détection/contrôle (utilisé aujourd'hui par une caméra).

Le métal choisi pour l'enceinte est le titane. Il a l'avantage d'être à la fois amagnétique, très résistant aux contraintes mécaniques ainsi qu'aux contraintes thermiques (pouvant être induites par les bobines par effet Joule) et compatible avec l'ultra-vide. Il est également faiblement conducteur, ce qui évite la génération de courants de Foucault lors de la coupure des bobines. Enfin, la masse volumique du titane est presque deux fois inférieure à celle de l'acier, nous faisant bénéficier d'un gain de poids important.

La pièce finale a un diamètre moyen d'environ 25 cm pour une masse de 28.4 kg. 25 des 26 faces ont un accès direct sur le centre de l'enceinte permettant un accès direct aux atomes. Ce type de forme est conçu en partant d'un cube (ici de 30 cm de côté) et en coupant les coins et arrêtes. Chaque face est pourvue de taraudages afin de pouvoir fixer les collimateurs ou les montures nécessaires à la détection par exemple.

Les deux sorties destinées au vide sont prolongées par deux tuyaux en titane, fixés à l'enceinte par soudure laser, permettant ainsi de déporter la vanne et la pompe ionique des atomes. En effet, la vanne (VAT 54032-GE02-0002) n'est pas complètement amagnétique, et la pompe ionique est équipée d'aimants.

Le modèle de pompe utilisé sur ICE est une NEXTorr de chez SAES Getter combinant une pompe getter et une pompe ionique. La première permettant de pomper par adsorption la plupart des gaz, et la seconde permettant le pompage des gaz inertes. La pression atteinte lorsque les dispensers sont éteints est inférieure à 1.10^{-11} torr et se stabilise autour 8.10^{-11} torr¹⁰ lorsqu'ils sont allumés.

Les faisceaux Raman sont orthogonaux et placés de façon à être colinéaire aux axes de l'avion. Au sol, un des faisceaux est donc orienté à la verticale (permettant de passer l'expérience en mode gravimètre), les deux autres étant parallèles au sol. Cette condition a imposé l'orientation des faisceaux du PMO et des bobines. Nous souhaitons les bobines principales nécessaires au refroidissement (configuration anti-helmholtz) au plus près des atomes. Elles sont situées dans deux tranchées autour de l'enceinte, dont le diamètre intérieur est d'environ 17 cm. L'enceinte est soutenue par 3 pieds en alliage d'aluminium et de cuivre Al-2024 (alliage très largement utilisé dans l'industrie aéronautique et aérospatiale), et sont fixés à l'enceinte par des vis en titane (type Gr. 5).

2.5.2 Optiques

Les hublots sont en BK7 (borosilicates de type crown), matériau commun en optique. Ils ont subi un traitement anti-reflet à 725/825 nm ($R < 0.3\%$) ainsi qu'à 1530/1570 nm pour les hublots du piège dipolaire et des faisceaux Raman. Ils sont scellés par joint Indium.

Cette technique permet de minimiser les contraintes sur les hublots, et ainsi réduire les déformations de celui-ci et par conséquent du front d'onde. Elle a également l'avantage d'avoir des hublots complètement amagnétiques. En effet, le contact entre le hublot et l'enceinte se fait via le joint indium. Une bride (en titane) vient en appui sur le hublot¹¹ et permet de maintenir ce dernier contre l'enceinte le temps que la soudure par le joint fasse effet. En théorie, il est possible d'enlever les brides une fois la soudure établie. Dans le cas de ICE, où l'ensemble de l'expérience est soumise à d'importantes vibrations, nous avons préféré les laisser afin de garantir l'intégrité du vide.

Les passages pour les faisceaux du PMO et du piège dipolaire ont un diamètre de 25 mm (soit environ 1 pouce). Les faisceaux Raman ont un diamètre de 50 pour les axes Z et Y, et de 25 mm pour l'axe X. En effet, nous avons voulu maximiser le

10. Pression au niveau de la pompe ionique.

11. Une rondelle de PTFE (Polytétrafluoroéthylène) de 0.3 mm d'épaisseur est placée entre la bride et le hublot de façon à ne pas abimer l'optique.

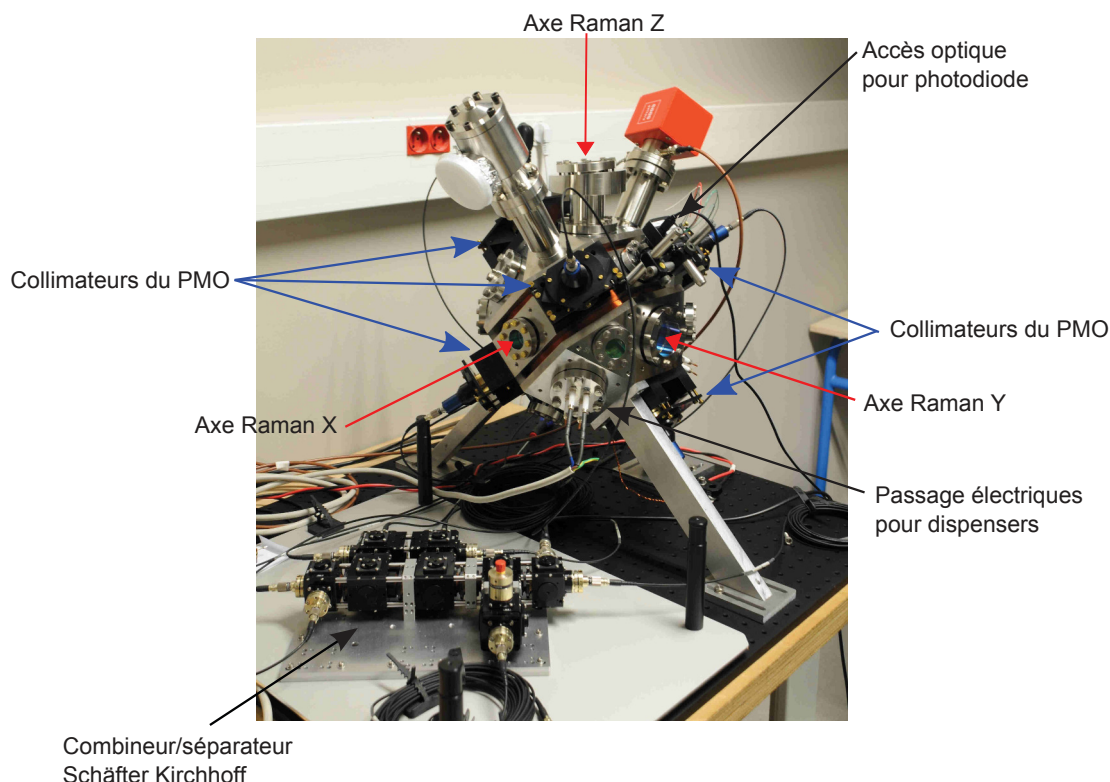


Figure 2.12 Photo de l'enceinte équipée simplement des collimateurs PMO, lors de la phase de test. Le bloc rouge est la pompe ionique NEXTorr. Dans le coin inférieur gauche se trouve le combineur/séparateur permettant de combiner les deux faisceaux Rb et K puis de les séparer en 6 faisceaux distincts.

diamètre des passages des faisceaux Raman afin de minimiser les contraintes mécaniques au centre du hublot (et ainsi avoir un meilleur front d'onde). L'axe en X, ne fait que 25 mm en raison de la forme de l'enceinte et des tranchées dédiées aux bobines. L'axe X étant le moins utilisé, nous avons préféré privilégier les deux autres.

Les collimateurs PMO et Raman ainsi que leurs montures ont été spécialement dessinés pour notre enceinte en collaboration avec David Holleville, ingénieur de recherche, au Syrte. Ils ont également été fabriqués sur place, dans l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Paris. La monture du collimateur (Fig. 2.13) nous permet une translation dans le plan perpendiculaire au faisceau pour le centrage. Une liaison trait/point/plan permet de jouer sur l'angle (jusqu'à 10°) du collimateur et donc du faisceau.

La montures sont en aluminium, les vis en laiton et les ressort de maintien en un alliage de cuivre et de béryllium. Ceci nous garantissant une monture amagnétique ($< 100 \mu\text{G}$). Les collimateurs sont également en aluminium. Il dispose d'un connecteur fi-

bré de type FC/APC¹² afin d'y connecter les fibres sortant du combineur/séparateur Schäfter Kirchhoff.

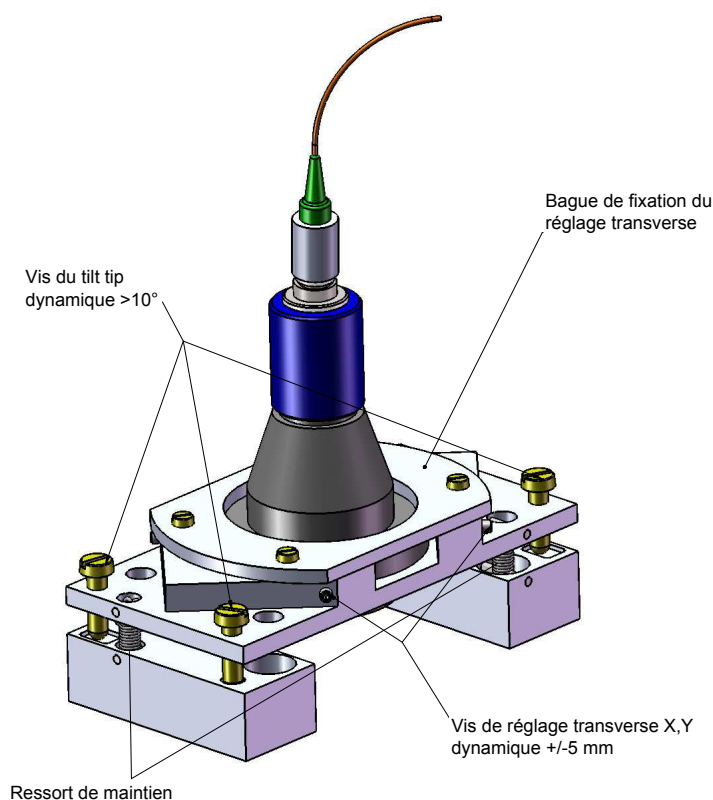


Figure 2.13 Vue 3D de la monture et du collimateur. Les 3 vis de réglages permettent de jouer sur l'angle du faisceau, le système étant maintenu par les ressorts. Pour chaque vis de réglage, il y a une vis de fixation (non représentée sur cette vue) qui une fois serrée, garantit le maintien en position de l'ensemble. Crédit Syrte.

En entrée du collimateur se trouve un polariseur linéaire Polarcor suivi d'un système de lentilles permettant de focaliser le faisceau. En sortie du collimateur, une lame quart d'onde réglable est montée sur une bague afin de donner une polarisation circulaire aux faisceaux du PMO.

L'architecture des collimateurs Raman est un peu plus complexe (Fig. 2.14), car elle inclut un cube polarisant permettant de combiner les faisceaux Rubidium et Potassium provenant des fibres optiques connectées au banc espace libre. Une lame à retard dichroïque est également présente afin d'avoir la même polarisation sur Rb et

12. Seul élément du collimateur qui n'est pas amagnétique.

K. Les miroirs des faisceaux Raman sont disposés sur des montures dessinées par nos soins afin de parfaitement s'intégrer à l'ensemble. Elles sont en alliage d'aluminium Al-2017 (dural) afin de garantir un poids peu élevé et une très bonne résistance. L'autre face des montures est prévue pour y attacher un accéléromètre mécanique (type MEMs) afin de réaliser un interféromètre hybride (voir Chap. 4.3).

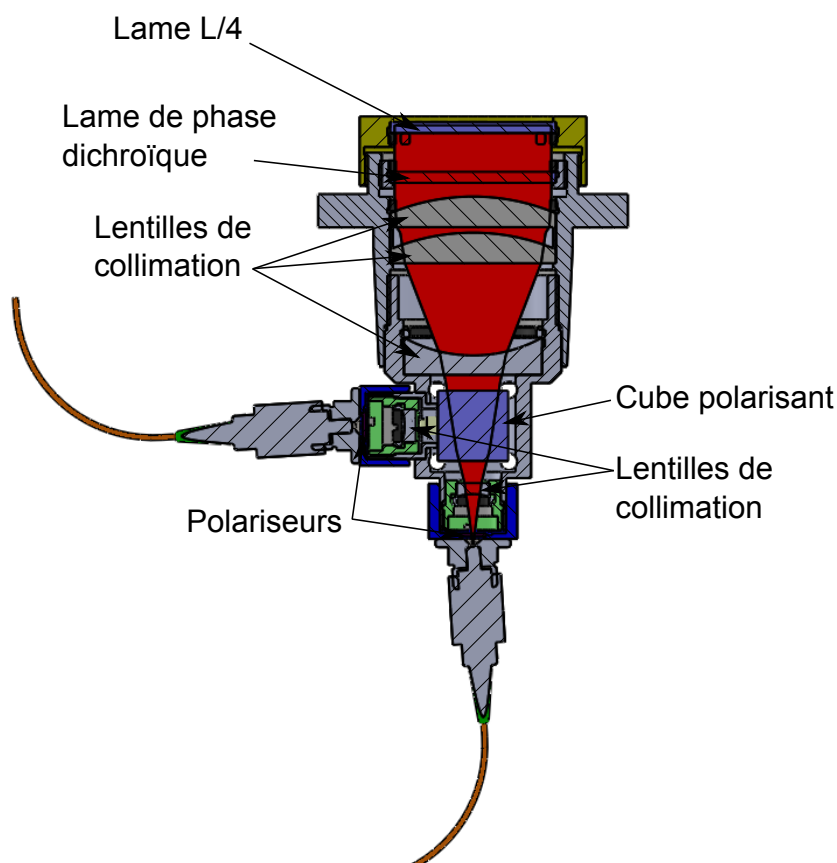


Figure 2.14 Vue en coupe du collimateur Raman. Le trajet optique est représenté par le faisceau rouge (seulement sur une des voies). Le polariseur d'entrée permet d'avoir une polarisation linéaire avant d'attaquer le cube. Le cube combine les deux faisceaux qui sont collimatés par une série de lentilles. La lame à retard permet de redresser la polarisation, passant d'une configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ en $\text{lin} // \text{lin}$. Crédit Syrte.

2.5.3 Détection

La détection, en sortie d'interféromètre, est maintenant effectuée par une photodiode à avalanche (PDA). Notre choix s'est porté sur le modèle APD110A de chez Thorlabs qui est extrêmement rapide et sensible, et dont la surface de détection fait 1 mm de diamètre. Le hublot dédié à la détection ne se trouve pas en périphérie de

l'enceinte comme pour tous les autres. Il est placé à 60 mm à l'intérieur de l'enceinte afin de maximiser l'angle solide de détection (Fig. 2.15). Le diamètre est légèrement supérieur aux autres (abstraction faite des hublots Raman Y et Z), puisqu'il fait 30 mm contre 25 mm. Deux lentilles, dont une placée près du hublot permettent d'acheminer le signal lumineux jusqu'à la photodiode, placée à l'extérieur de l'enceinte.

L'enceinte est également pourvue de deux caméras. L'une est simplement utilisée pour le contrôle et permet d'imager le PMO, alors que la seconde nous permet de faire des mesures de température par temps de vol (voir Sect. 3.1.2).

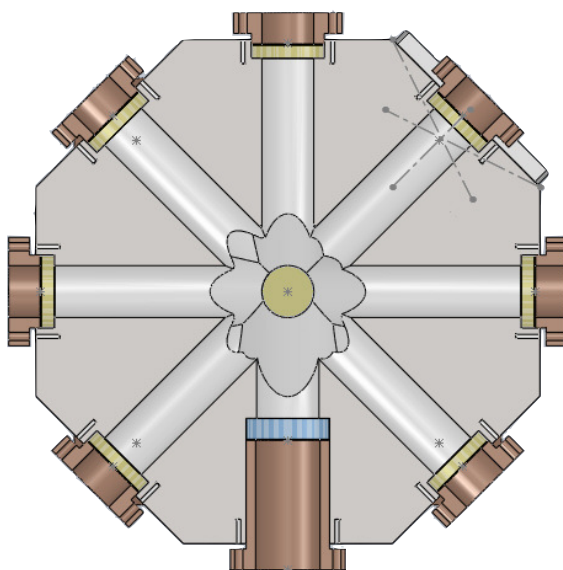


Figure 2.15 *Vue en coupe de l'enceinte à vide. La bride de détection (située au bas de la figure) est différente de celle des autres afin de venir en appui sur le hublot situé à l'intérieur de l'enceinte.*

Avant d'installer cette photodiode à avalanche, nous avons une photodiode de chez Hamamatsu (S1227-66BR) de 5.8 mm de côté pour une surface de 33 mm². Nous avons également testé la photodiode amplifiée PDA100A de chez Thorlabs. Ce détecteur possède un amplificateur intégré dont on peut ajuster le gain. Le grand intérêt est sa surface de détection faisant 9.8 mm de diamètre (75.4 mm²) soit une surface presque 100 fois plus grande. Pour ces deux photodiodes, le signal était plus important mais le bruit également, ayant pour conséquence une dégradation du rapport signal à bruit sur nos franges par rapport à la photodiode à avalanche. De plus, la grande rapidité de celle-ci est indispensable à la détection Potassium (voir Sect. 3.2.4).

2.5.4 Bobines

Les bobines principales ont été réalisées une première fois au Syrte avant la mise sous vide. Seulement en aout 2013, 1 mois avant la campagne, un court-circuit est apparu entre les bobines et l'enceinte à vide. Les 200 m de fils ont donc dû être enlevés et remplacés. Afin d'éviter ce problème à l'avenir, les tranchées abritant les bobines sont recouvertes d'un matériau diélectrique (film de polyimide) dont la tension de claquage est de 7000 Volts et restant stable aux températures (jusqu'à 400°C) induites par les bobines. Cette précaution permet d'isoler complètement les bobines de l'enceinte, ce qui nous a semblé indispensable suite à l'incident (le vernis du fil avait certainement été abîmé provoquant le court-circuit).

Elles génèrent un gradient d'environ 14 Gauss/cm pour un courant de 5 A (alimentation Delta Elektronika ES 300-Series, 30 V - 10 A). Les mesures effectuées avec un gauss-mètre montrent qu'après extinction de l'alimentation, le champ magnétique induit par les bobines met moins de 1.5 ms avant d'être nul et stable.

Les bobines de compensation (configuration helmholtz) ont été placées autour de l'enceinte afin de pouvoir générer un champ de complètement homogène au niveau des atomes. Elles sont au nombre de trois, alignées sur les axes X, Y et Z. Elles sont enroulées autour d'un gabarit en aluminium. Afin d'éviter les courants de foucault, les gabarits sont séparés en deux arc de cercles reliés par deux pièces en delrin (matériau neutre et diélectrique). Chacune d'elle possède une alimentation propre (Delta Elektronika ES 150-Series, 30 V - 10 A). Le biais Raman est généré avec les bobines de compensation, en permutant simplement l'alimentation de la bobine de l'axe désiré par une quatrième alimentation.

2.5.5 Antennes RF / micro-onde

Les signaux RF 6.834 GHz et 460 MHz sont issus de la chaîne de fréquence. Deux passages électriques de type SMA ont été prévus sur l'enceinte pour les antennes. Le but premier était de simplement brancher la source micro-onde à 6.8GHz directement à l'enceinte. Mais côté vide, seul un fil de quelques millimètres a été installé dans le prolongement du port SMA. Ce dispositif s'est révélé très peu efficace, et seule une petite partie de la puissance micro-onde est reçue par les atomes de façon incohérente par réflexion sur les parois de l'enceinte. En effet, le rayonnement d'une telle "antenne" se fait dans le plan orthogonal à la direction du fil. En branchant un circulateur¹³, nous avons remarqué que plus de 3/4 la puissance de l'onde RF est renvoyée dans le système.

13. Appareil permettant d'isoler la partie du signal réfléchi renvoyé par un composant, ici une antenne.

Nous avons donc construit une antenne externe de type $\lambda/2$ (Fig. 2.16-a) et l'avons placé devant un hublot. Ce montage s'est révélé très efficace et permet de réaliser sans problème la transition micro-onde pour la sélection du sous-niveau Zeeman $m_F = 0$. La figure 2.16-b montre les oscillations de Rabi de la transition micro-onde dans 3 cas bien distincts. Le gain obtenu avec l'installation de l'antenne est évident et a permis d'améliorer significativement les performances de l'interféromètre.

Il faut cependant noter que l'antenne ne marche relativement bien qu'en face d'un hublot de 50 mm de diamètre (hublots Raman sur les axes Y ou Z) et est plutôt inefficace sur les autres hublots (25 mm de diamètre). Cela implique que dans un futur proche, il faudra certainement casser le vide afin d'installer ce type d'antenne à la sortie du passage électrique à l'intérieur de l'enceinte afin d'avoir accès aux hublots Raman Y et Z simultanément.

Pour le potassium, c'est un peu plus compliqué, en effet, 460 MHz correspond à une longueur d'onde d'environ 65 cm. Et nous n'avons malheureusement pas été capable d'avoir un signal RF efficace ni par le port SMA, ni avec une antenne (de type dipôle court).

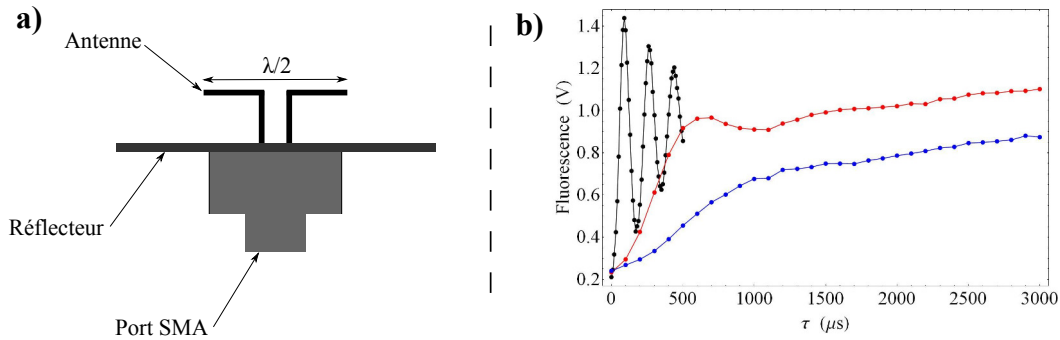


Figure 2.16 a) Schéma de principe d'une antenne dipolaire $\lambda/2$. Dans le cas du Rubidium, la longueur de l'antenne $\lambda/2$ fait 2.2 cm. b) Oscillation de Rabi de la transition micro-onde mesurée dans trois différents cas. En bleu, mesure obtenue avec un amplificateur RF 1 W en étant branché directement sur le passage électrique de l'enceinte. En rouge, même dispositif avec un amplificateur RF 2 W. Enfin en noir, mesure obtenue avec l'ampli 2 W et l'antenne dipolaire $\lambda/2$.

2.5.6 Structures et Rack

L'enceinte est fixée sur une plaque d'aluminium plein (type "breadbord") Thorlabs de 12 mm d'épaisseur. Sur demande de Novespace, des filets rapportés HELICOIL ont été placés dans les taraudages recevant les vis de fixations de l'enceinte. Cela permet d'augmenter grandement la durabilité des taraudages vis à vis des vibrations. Le *breadboard*, sur lequel repose l'enceinte, est fixé aux deux plaques du rack par 4 vis

M12 en titane Grade 5 permettant d'assurer une grande résistance au cisaillement et d'éviter tout champ magnétique parasite. Pris entre les deux se trouve la partie basse du blindage magnétique. Les plaques permettent la fixation de l'ensemble du bâti sur les rails de l'avion prévus à cet effet. Nous avons également prévu des taraudages sur ces plaques pour y attacher un système de profilés permettant de soulever l'ensemble du bâti.

Une structure a été montée autour de la chambre avec des barres BOSCH afin de renforcer le maintien des bobines de compensation. A cause du manque de place, nous avons été obligé de fixer le combineur/séparateur de faisceaux Schäfter Kirchhoff verticalement (visible sur la figure 2.11). À la suite de la campagne de septembre 2013, nous avons remarqué que le déplacement du rack entraînait des flexions de la structure BOSCH. Ceci a eu pour effet de désaligner le combineur/séparateur qui était alors directement fixé sur cette structure. Ces désalignements causèrent un déséquilibre de puissance dans les faisceaux du PMO, nous obligeant à les réaligner après chaque vol. Nous avons donc renforcé la fixation en insérant une plaque d'embase en alliage d'aluminium Al 2024 afin d'éviter ces désagréments.

2.5.7 Blindage magnétique

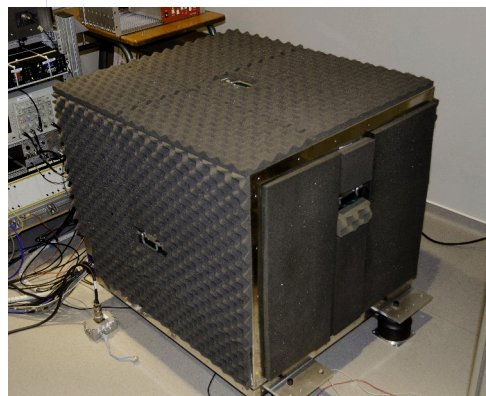
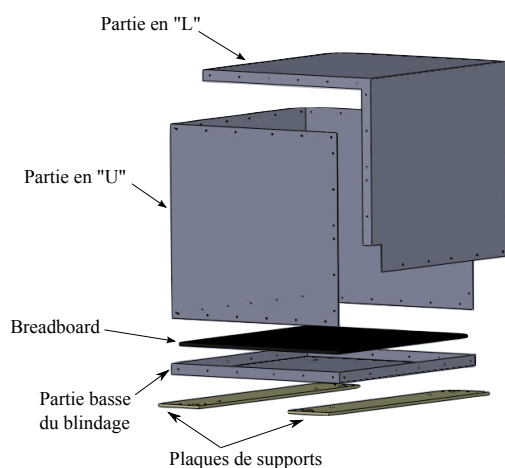


Figure 2.17 À gauche, vue en éclaté du blindage. Les plaques de support pour l'interface avec les rails de l'avion, la partie basse du blindage et le breadboard sont assemblées avec 4 vis M12 en titane. Les parties "U" et "L" du blindage peuvent être assemblées avec le reste par le biais de vis adaptées, comme le représente la photo de droite. Le blindage est recouvert de mousse afin de le protéger de tout choc éventuel.

L'ensemble de l'enceinte à vide est confiné dans un blindage magnétique de 1.5 mm d'épaisseur afin de l'isoler des champs magnétiques parasites externes et notamment du champ magnétique terrestre. En effet, la rotation de l'avion lors d'une

parabole change l'orientation du champ magnétique terrestre par rapport aux atomes, affectant ainsi le PMO si aucun blindage ne protège le dispositif.

Ce blindage est constitué de 3 morceaux (Fig. 2.17) : une base, solidaire à l'expérience, une partie en forme de "U" et une en forme de "L". Ces dernières peuvent toutes deux être enlevées afin d'avoir accès au dispositif expérimental. Ce design fut adopté à cause des parois incurvées de la cabine de l'avion rendant impossible l'enlèvement du blindage par le haut. La partie en "L" peut ainsi être facilement enlevée, et nous donner accès aux principaux éléments du rack.

A l'aide d'un gaussmètre muni d'une sonde 3 axes, nous avons pu mesurer l'atténuation du champ magnétique du blindage en mu-métal dans trois configurations différentes :

- Une première mesure fut effectuée avec simplement la base et les bobines de compensation (et la structure les soutenant), la sonde fut placée au centre de ces dernières. Le champ magnétique total $|\vec{B}|$ mesuré est de 389 mG avec les bobines éteintes ; allumées, elle permettent d'atteindre un champ d'environ 5 mG au centre du rack. Cependant, la valeur de $|\vec{B}|$ dérive au cours du temps (de $\sim 10 - 20$ mG en environ 5 minutes). De ce fait le courant dans les bobines doit être ajusté continuellement afin de compenser parfaitement le champ magnétique.
- La partie du blindage en U a été placée pour la seconde mesure. La valeur $|\vec{B}|$ mesurée était d'environ 80 mG. Les bobines permettent d'avoir un champ d'environ 3 mG au centre du rack. Dans cette configuration, le champ $|\vec{B}|$ est bien plus stable. Des fluctuations de 1 à 3 mG sont visibles mais aucune dérive n'a été détectée sur 30 minutes de mesures.
- Enfin avec le blindage au complet, on mesure $|\vec{B}| = 37$ mG, les bobines permettent d'atteindre un champ d'une valeur de 2 mG au centre de l'enceinte, sans dérive ni fluctuation. À noter que la direction du vecteur du champ magnétique mesuré est inversée par rapport aux deux mesures précédentes, ce qui signifie que la valeur mesurée provient essentiellement des éléments du rack (blindage + bobines + structure)

2.5.8 Accéléromètre mécanique

L'accéléromètre mécanique (AM) est essentiel afin de réaliser les corrélations et le capteur hybride. Celui utilisé lors de ma thèse est un accéléromètre 3 axes : Colibrys SF1500. C'est un accéléromètre 3 axes issu de la technologie MEMS (Micro Electro Mechanical systems).

Son facteur d'échelle est de 1.257 V.g^{-1} sur l'axe Y avec une incertitude inférieure à 1%. Sa réponse fréquentielle ne varie pas sur la plage DC - 1500 Hz et les erreurs de linéarité sont de $\pm 0.1\%$ sur toute la gamme de fréquence. Le bruit spécifié est faible : de 300 à 500 $\text{ng}_{\text{RMS}}.\text{Hz}^{-1/2}$ sur la plage de fréquence s'étendant de 10 à 1000 Hz.

Ce niveau de bruit fut vérifié dans notre laboratoire [Menoret 12] comme inférieur à $1 \mu\text{g}.\text{Hz}^{-1/2}$. Pour finir, l'extinction des couplages d'axes est supérieur à 40dB.

Ceci en fait un accéléromètre polyvalent particulièrement bien adapté aux conditions des vols 0g, notamment pour la mesure des vibrations. Il est placé au dos du miroir de rétro-réflexion Raman, qui est la référence de l'interféromètre atomique. Nous avons donc dessiné des montures pouvant s'adapter sur l'enceinte sur les différents axes (Y et Z), accueillant à la fois le miroir de rétro-réflexion ainsi que l'accéléromètre mécanique. Cette configuration permet au miroir d'enregistrer précisément les mouvements du miroir de rétro-réflexion de l'AI.

2.6 Conclusion et perspective

J'ai présenté dans ce chapitre les vols paraboliques et les conditions particulières dans lesquelles doit fonctionner notre interféromètre. Ces conditions imposent un cahier des charges stricts sur le dispositif expérimental, détaillé en début de chapitre.

En plus de l'environnement atypique dans lequel l'expérience évolue, nous avons développé une source laser bi-fréquences pour les atomes de Rubidium et de Potassium.

J'ai également présenté le nouveau dispositif expérimental mis en place durant ma thèse. Celui-ci a permis d'effectuer un grand pas en avant vers l'obtention d'un double interféromètre simultané. En effet, comme je le présente dans les chapitres suivants, nous avons pu améliorer l'accéléromètre Rubidium et réaliser pour la première fois un interféromètre Potassium. Dans le futur, l'accent va être mis sur l'architecture laser afin d'avoir un ensemble entièrement fibré. L'installation d'un piège dipolaire fait également parti des objectifs, il nous permettra d'atteindre des températures suffisamment froides pour réaliser un condensat en micro-gravité et ainsi tester le principe d'équivalence sur de longs temps de vol.

3

Source double espèce d'atomes froids

Le système laser bi-fréquence présentée dans le chapitre précédent est indispensable à la réalisation d'une source d'atomes froids double espèce, en vue du test du principe d'équivalence. La combinaison des deux faisceaux Rubidium et Potassium par l'intermédiaire du cluster 6 faisceaux nous permet ainsi de réaliser un double piège simultanément et en un même point. Le réglage de la puissance dans chacun des bras, pour chacune des longueurs d'onde, a été une étape essentielle dans la réalisation de notre source d'atomes froids double espèce, dont je vais présenter les principales caractéristiques dans ce chapitre.

Par soucis de clarté et une meilleure compréhension, je détaillerai les techniques de refroidissement et de préparation du Rubidium et du Potassium séparément. Si le Rubidium 87 ne présentent pas de réels problèmes, le Potassium 39 présente quelques difficultés à refroidir. Je décrirai ici les spécificités de cet atome et la mise en œuvre de son refroidissement sur l'expérience.

Enfin, je présenterai également les techniques de détection utilisées pour chacun des atomes et finirai par les évolutions prévues sur la source d'atomes froids bi-espèce pour ces prochains mois et années.

3.1 Source Rubidium 87

3.1.1 Refroidissement des atomes

Chargement du piège

Le chargement et le refroidissement des atomes sont réalisés directement avec un piège magnéto-optique (PMO) 3D classique [Dalibard 83, Migdall 85, Raab 87]. Une vapeur d'atomes est créée dans l'enceinte par le biais d'un dispenser qui se présente sous la forme d'un filament conducteur, sur lequel est déposé l'espèce atomique à vaporiser. Au passage d'un courant électrique (~ 3.80 A dans notre cas), le matériau chauffe et libère les atomes.

La nouvelle enceinte est équipée de 6 collimateurs indépendants qui, contrairement aux faisceaux rétro-réfléchis (architecture de l'ancien dispositif), permettent un meilleur équilibre et contrôle de la puissance optique sur les atomes. En sortie du collimateur, le diamètre du faisceau à $1/e^2$ est de 23 mm^1 . La puissance optique en sortie des collimateurs est d'environ 50 mW. Ce qui correspond à une intensité de $7.2 I_{sat}$ par faisceau et une intensité totale d'environ $43 I_{sat}$, avec $I_{sat} = 1.669 \text{ mW.cm}^{-2}$ l'intensité de saturation pour la transition cyclante $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = \pm 3\rangle$ sous une lumière polarisée circulairement. Nous pouvons dans ces conditions charger jusqu'à 3.10^8 atomes en une seconde dans le piège².

Séquence de refroidissement

La séquence de refroidissement fut établie afin d'avoir dans un premier temps, un nuage le plus froid possible tout en conservant un nombre d'atomes suffisant. Puis dans un second temps, elle fut légèrement modifiée afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des franges d'interférences.

À la fin du PMO, l'intensité totale des lasers vue par les atomes est abaissée de $43 I_{sat}$ à $20 I_{sat}$ en $100 \mu\text{s}$, avec en parallèle, l'extinction du champ magnétique. On rentre alors dans la phase de mélasse optique. L'intensité totale diminue progressivement jusqu'à atteindre $2.5 I_{sat}$ en 10 ms, alors que le désaccord du refroidisseur augmente, passant de 3.5Γ à 24Γ . Le repompeur, quant à lui, est maintenu à fréquence fixe pendant toute la durée de cette phase. En fin de mélasse, on augmente la puissance de ce dernier par rapport à celle du faisceau refroidisseur de façon à placer les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. La séquence de refroidissement est présentée sur la figure 3.1.

3.1.2 Mesures de température

La température du nuage d'atomes est un paramètre important puisqu'elle peut être le facteur limitant du contraste de l'interféromètre, notamment en 0g. En effet, si au sol, nous pouvons être limités par la chute des atomes en dehors du faisceau de détection ou de l'angle solide de détection du capteur, ce n'est plus le cas en micro-pesanteur. La principale limitation vient alors de la température des atomes.

Les mesures de température furent réalisées par deux méthodes différentes et indépendantes, permettant une double vérification.

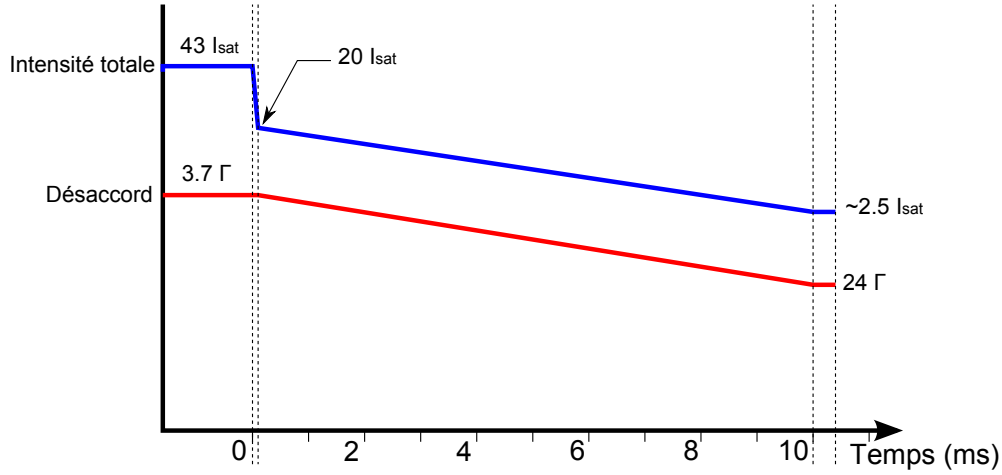


Figure 3.1 Séquence expérimentale du refroidissement de la mélasse optique. En bleu, l'intensité totale reçue par les atomes (refroidisseur + repompeur). En rouge, le désaccord du refroidisseur, le repompeur étant maintenu à fréquence fixe. Durant les 400 μ s en fin de séquence, le ratio de puissance repompeur/refroidisseur augmente afin de placer un maximum d'atomes dans $|F = 2\rangle$.

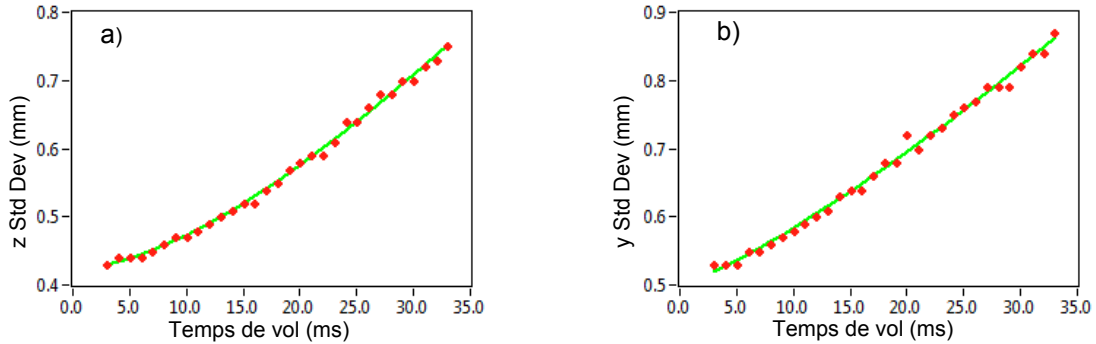


Figure 3.2 Mesure de la taille du nuage à différents temps de vol, les données expérimentales sont en rouge et la régression est en vert. Le graphique a) indique la taille du nuage sur l'axe Z, le graphique b) sur l'axe Y. Les températures données par la régression sont $T_Z = 2.5 \pm 0.3 \mu K$ (a) et $T_Y = 3.2 \pm 0.2 \mu K$ (b).

Méthode par temps de vol

La première méthode consiste à prendre une photo du nuage à différents temps de vol durant sa chute libre. On a ainsi accès à la vitesse d'expansion du nuage au cours du temps, en mesurant sa taille pour différents temps de vol. On suppose pour cela que l'expansion du nuage, et donc la densité spatiale des atomes dans le nuage,

1. valeur indiquée par le Syrte, qui a réalisé les collimateurs.
2. Mesure effectuée en janvier 2014. Le ré-alignement du banc optique effectué récemment (juin 2014) avec la mise en place des deux EDFA séparés, a permis d'augmenter la puissance sur les atomes à 780 nm d'environ 50%.

est gaussienne et symétrique. Pour une expansion balistique du nuage d'atome avec de température T , la vitesse d'expansion est donnée [Weiss 89] par :

$$\sigma_v^2(t) = \sigma^2(0) + \frac{k_B T \times t^2}{M} \quad (3.1)$$

avec M la masse atomique de l'atome, k_B la constante de Boltzmann et $\sigma(0)$ la taille initiale du nuage.

Les photos du nuage sont prises par fluorescence à différents temps de vol, en éclairant les atomes à l'aide du faisceau Raman accordé à résonance au moment de la prise de vue. La durée du pulse de détection est de 50 μ s.

L'équation 3.1 nous permet, de remonter à la température du nuage par régression (Fig. 3.2). La taille du nuage est mesurée sur chacun des axes du plan, nous donnant accès à deux températures. On obtient $T_Z = 2.5 \pm 0.3 \mu K$ et $T_Y = 3.2 \pm 0.2 \mu K$. L'incertitude de mesure est simplement calculée à partir de l'écart type de l'ajustement par rapport aux données expérimentales.

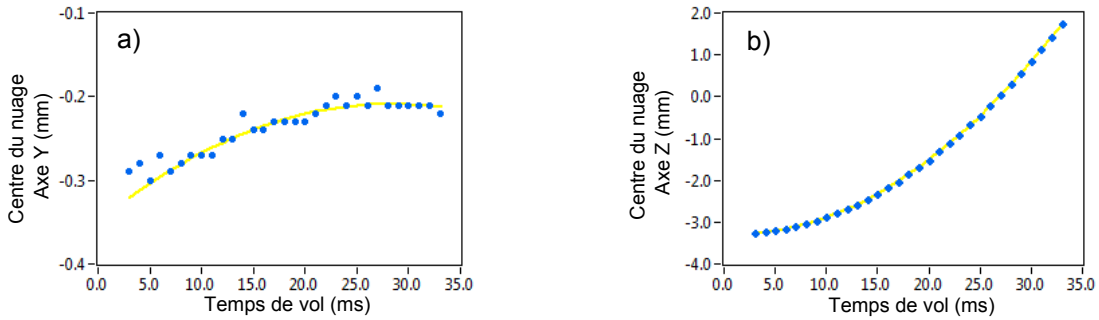


Figure 3.3 a) Position du nuage au cours du temps sur l'axe Y, les points bleus représentent les mesures et la ligne jaune la régression. L'accélération sur l'axe Y est $a_Y = 0.35 \text{ m.s}^{-2}$. b) Position du nuage au cours du temps sur l'axe Z, la valeur mesurée ici est $a_Z = 9.76 \text{ m.s}^{-2}$

Cette méthode d'imagerie permet de mesurer la position du centre du nuage au cours de sa chute et ainsi de calculer son accélération sur les axes du plan de l'image (Fig. 3.3). L'axe de visée de notre caméra est colinéaire à l'axe X de l'avion et est orthogonale aux axes Z et Y. On s'attend donc à trouver des valeurs d'accélération a_Z et a_X proches de 9.81 m.s^{-2} et 0 m.s^{-2} respectivement. La figure 3.3 nous donne une accélération sur l'axe Z $a_Z = 9.76 \text{ m.s}^{-2}$, et une accélération sur l'axe Y $a_Y = 0.35 \text{ m.s}^{-2}$. La faible accélération mesurée sur l'axe Y et la valeur de a_Z légèrement inférieure à la réelle valeur de g , peut provenir d'une légère rotation de l'axe de la caméra et/ou de l'enceinte.

Méthode Raman

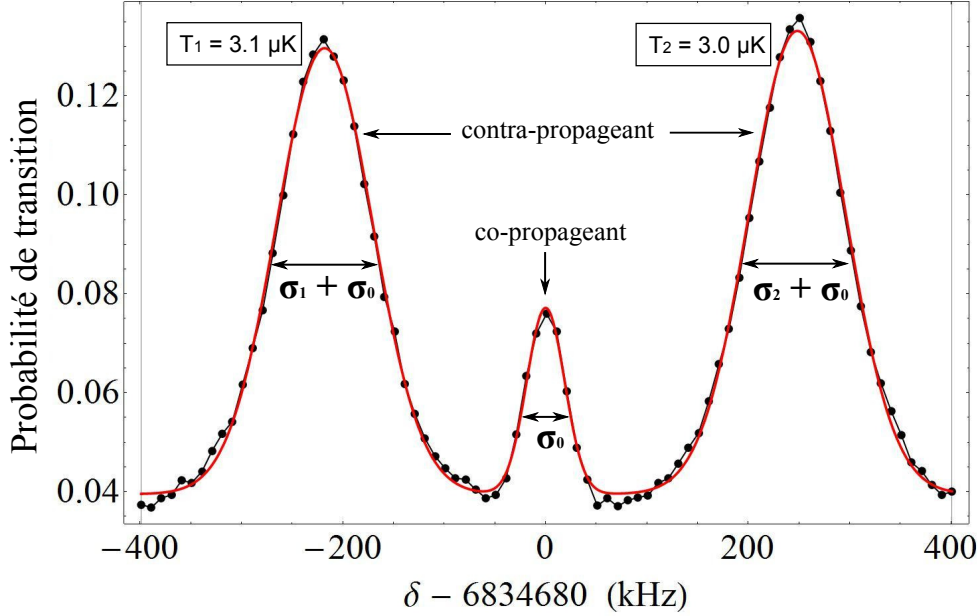


Figure 3.4 Mesure de température des atomes en utilisant une transition Raman contra-propageante sur l'axe Z. Les données expérimentales sont représentées par les points noirs. La courbe rouge est l'ajustement gaussien permettant de déterminer la température. Le pic central est la transition co-propageante résiduelle.

La seconde méthode fait intervenir les faisceaux Raman contra-propageants. Dans le premier chapitre, nous avons vu que les transitions Raman sont sélectives en vitesse (Sect. 1.1.4). La probabilité de transition est ainsi donnée par le produit de convolution de la distribution en vitesse du nuage, gaussienne d'écart type $\sigma_v = \sqrt{k_B T / M}$ et de la transformée de Fourier de l'impulsion Raman d'une durée τ . Cette dernière est donnée par la transition co-propageante résiduelle (pic central sur la figure 3.4) qui n'est sensible qu'à la longueur de l'impulsion.

La figure 3.4 présente la spectroscopie des transitions Raman (sur l'axe Z), avec l'ajustement gaussien (en rouge) à partir duquel nous obtenons une température de $3.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ et de $3.0 \pm 0.1 \mu\text{K}$ pour chacune des deux transitions $\pm \hbar k_{\text{eff}}$ possibles.

La température donnée (sur l'axe Z) par la méthode des temps de vol et celle donnée par la méthode Raman ont été effectuée à quelques jours d'intervalles, ce qui peut expliquer la petite différence sur la mesure. Notons également que les marges d'erreurs indiquées sur les mesures de température sont liées à l'ajustement et non aux paramètres expérimentaux.

Ces deux méthodes indépendantes nous permettent donc d'affirmer une température du nuage de Rubidium autour de $3 \mu\text{K}$, ce qui représente une amélioration d'au moins un facteur trois par rapport aux températures obtenues sur l'ancien dispositif.

3.1.3 Préparation des atomes

Après la séquence de refroidissement, la population d'atomes est répartie sur les niveaux hyperfins de l'état fondamental et entre les sous-niveaux $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0, \pm 1, \pm 2\rangle$. En fin de mélasse, l'intensité du repompeur (comparativement à celle du refroidisseur) est augmentée pendant $400\ \mu\text{s}$ afin de placer la quasi-totalité (entre 95 % et 98 %) des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ (tout m_F confondu), tout en minimisant les effets sur la température du nuage. Dans notre cas, nous avons mesuré une hausse de température moyenne du nuage inférieure à $0.3\ \mu\text{K}$.

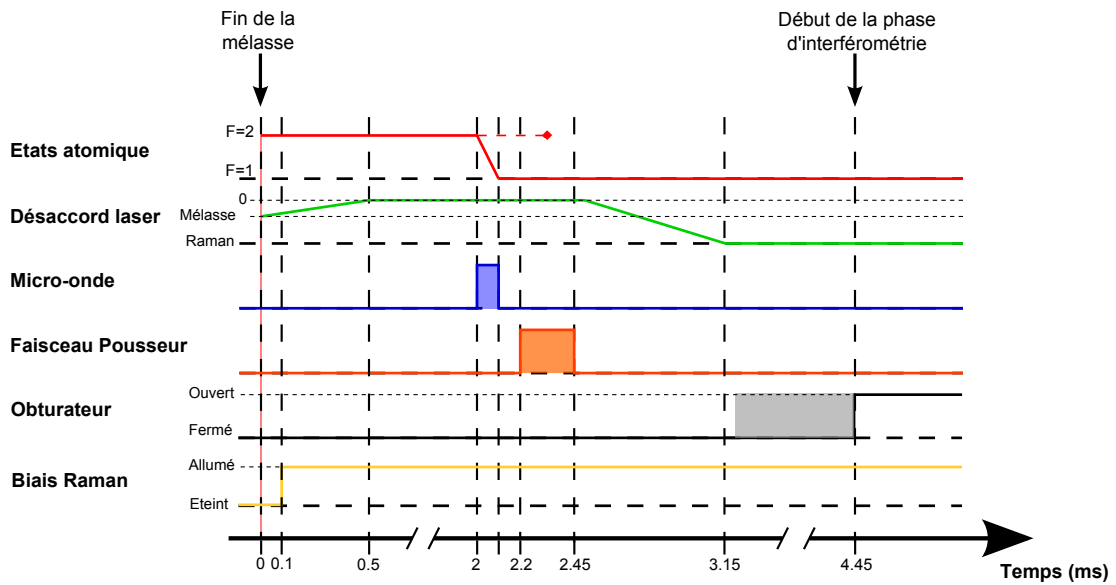


Figure 3.5 Schéma de la séquence de préparation des atomes en fonction du temps. La zone grise correspond au temps mort de l'obturateur ($t_{\text{obt}} = 1.3\text{ ms}$). Après avoir poussé les atomes, il faut environ 0.7 ms à l'électronique d'asservissement pour désaccorder les lasers de 700 MHz , soit 1.4 GHz . La phase d'interférométrie peut commencer une fois l'obturateur ouvert, c'est à dire moins de 5 ms après la fin de la mélasse. Il est également possible de retarder la phase d'interférométrie pour augmenter la durée de temps de vol des atomes si besoin.

Pour réaliser un interféromètre cohérent, il nous faut placer tous les atomes dans un seul niveau, ici l'état $|F = 1\rangle$. Sur ce niveau, nous n'utiliserons que les atomes dans $m_F = 0$, sous niveau insensible (au premier ordre) aux champs magnétiques. Notre méthode consiste donc à éliminer les atomes dont nous n'avons pas besoin, la perte d'atomes est non négligeable mais elle est extrêmement rapide.

En fin de mélasse, les atomes sont placés en $|F = 2\rangle$. Le champ de biais est ensuite allumé et nous appliquons une impulsion π micro-onde à 6.8 GHz d'une durée de $t_{\text{MW}} = 110\ \mu\text{s}$, permettant de transférer les atomes en $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Les atomes restants dans les différents sous-niveaux de $|F = 2\rangle$

sont poussés par le faisceau pousseur (blast), accordé proche de résonance. Il a une durée de $250\ \mu\text{s}$ pour une puissance d'environ $7.5\ \text{mW}$. A l'issue de cette séquence, la majorité des atomes se trouvent dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ après une durée totale de préparation inférieure à $5\ \text{ms}$. La figure 3.5 est la représentation temporelle de cette séquence.

3.1.4 Détection des atomes par fluorescence

Après avoir présenté les phases de refroidissement et de préparation, je présente ici la phase de détection, utilisée pour connaître la population d'atome dans chacun des bras de l'interféromètre.

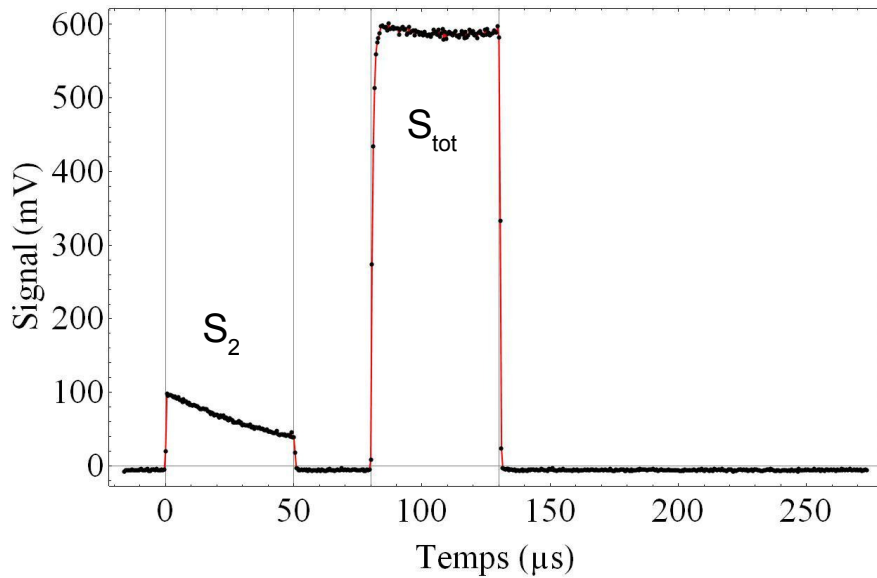


Figure 3.6 Signal temporel de fluorescence collecté par la photodiode en sortie d'interféromètre.

La détection est effectuée via le faisceau Raman rétro-réfléchi. Les atomes en $|F = 2\rangle$ sont tout d'abord détectés en accordant le laser sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ (signal S_2 sur la figure 3.6). Lors de cette détection, les atomes sont dépompés vers $|F = 1\rangle$ en quelques centaines de microsecondes. Nous allumons donc ensuite le repompeur afin de détecter le signal de fluorescence de l'ensemble des atomes, noté S_{tot} .

Le signal est intégré pendant toute la durée $t_{detect} = 50\ \mu\text{s}$ des impulsions (Fig. 3.6). La méthode de détection a un impact direct sur la mesure du SNR, t_{detect} fut donc choisie afin de maximiser le rapport signal sur bruit (SNR) de l'interféromètre. La probabilité de transition $P = N_2 / (N_2 + N_1)$ en sortie de l'interféromètre est donc

calculée de la façon suivante :

$$P = \frac{S_2}{S_{tot}} \quad (3.2)$$

La particularité de cette méthode de détection est qu'elle ne tient pas compte de la séparation spatiale des nuages (détection par imagerie [Biedermann 09, Louchet-Chauvet 11]), ni de la vitesse des atomes (détection par nappes de lumière successives [Cheinet 06]), et peut donc être utilisée à la fois en 0g et en 1g.

3.2 Source Potassium 39

3.2.1 Refroidissement sub-Doppler : théorie

Spécificité du Potassium

Le Rubidium présente un écart des niveaux hyperfins Δ_{hf} de l'état excité grand par rapport à sa largeur de raie Γ (voir Annexe A). Les états hyperfins peuvent ainsi être considérés comme quasi-indépendants. Cela donne au Rubidium, ainsi qu'à certains autres alcalins tels que le Césium, la possibilité d'être aisément refroidis par les méthodes de refroidissement sub-Doppler.

La particularité du potassium réside dans l'écart des niveaux hyperfins de l'état excité $4^2P_{3/2}$. En effet, l'écart entre les sous-niveaux $|F' = 0\rangle$ et $|F' = 3\rangle$ vaut $\Delta_{hf}^K = 33.8 \text{ MHz}$ (Fig. 3.7), quand il vaut $\Delta_{hf}^{Rb} = 496 \text{ MHz}$ pour le Rubidium. De plus, les largeurs naturelles de raie de ces deux atomes sont pratiquement égales : $\Gamma_K/2\pi = 6.035 \text{ MHz}$ et $\Gamma_{Rb}/2\pi = 6.067 \text{ MHz}$. On se retrouve donc avec un écart hyperfin de l'état excité et une largeur de raie très proche.

Méthode de refroidissement sub-Doppler

Cette structure atomique du Potassium entraîne certaines difficultés. En effet les lasers utilisés pour le refroidissement adressent tous les niveaux de l'état excité, créant des cohérences entre ces derniers. Les transitions s'en retrouvent affectées et les processus de refroidissement modifiés, notamment parce qu'il n'existe plus réellement de transition cyclante.

Les états hyperfins ne peuvent donc plus être considérés comme indépendants, il est alors nécessaire de prendre en compte les cohérences entre les différents niveaux et calculer les équations de Bloch optique afin de pouvoir modéliser les mécanismes de refroidissement du Potassium. Une étude théorique [Fort 98] met en avant deux régimes de refroidissement différents :

- Le premier régime est obtenu en désaccordant les lasers refroidisseur et repompeur sur le rouge de l'ensemble de l'état excité $4^2P_{3/2}$. L'intensité des deux

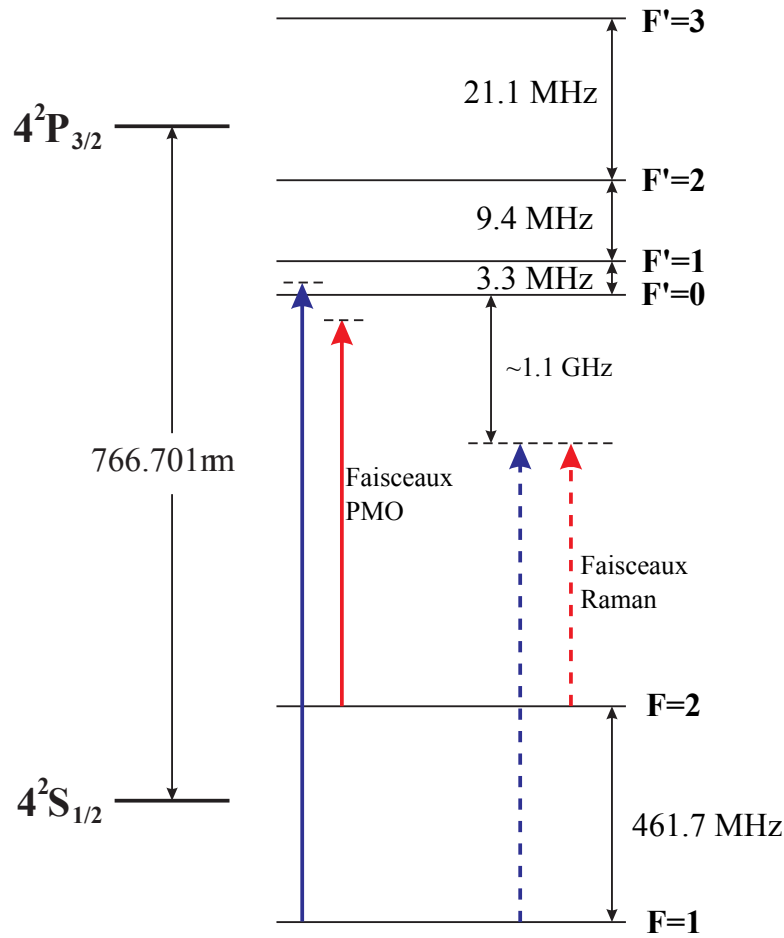


Figure 3.7 *Structura atomique du Potassium 39*

faisceaux est répartie de façon quasiment égale et jouent un rôle symétrique. Ce régime permet de capturer un grand nombre d'atomes mais il est impossible de passer sous la limite Doppler $T_{DK} = 145 \mu K$.

- Le second régime de refroidissement est bien différent du premier. Il est obtenu avec un désaccord plus petit, le refroidisseur est accordé à un Γ_K dans le rouge par rapport à $|F' = 3\rangle$ tandis que le repompeur est quasi à résonance de $|F' = 1\rangle$. L'intensité laser totale nécessite d'être significativement plus faible que dans le premier régime avec la majorité de la puissance dans le refroidisseur. On peut alors atteindre des températures T_K bien inférieures à la limite Doppler, en contrepartie, le nombre d'atome capturé dans ce régime est bien plus faible.

En utilisant ces deux régimes successivement, il est en théorie possible de refroidir un grand nombre d'atome. Le premier permet de charger le PMO en capturant un grand nombre d'atomes et le second d'atteindre des températures sub-Doppler de l'ordre de $20 \mu K$.

État de l'art

Peu avant le début de ma thèse, deux équipes [Gokhroo 11, Landini 11] ont simultanément réussi à mettre en œuvre un refroidissement sub-Doppler avec le Potassium 39 pour atteindre des températures de l'ordre de $34\,\mu\text{K}$ pour [Gokhroo 11] et $25\,\mu\text{K}$ pour [Landini 11]. Leurs stratégies de refroidissement sont inspirées de celle expliquée ci-dessus mais présentent quelques petites différences (Fig. 3.9). L'équipe italienne a opté pour une mélasse longue (10 ms) avec une rampe de fréquence et d'intensité tandis que celle de l'équipe indienne est très courte (2 ms), avec des sauts de fréquences et d'intensités.

Récemment plusieurs équipes ont réussi à refroidir le Potassium avec la méthode dite de mélasse grise. Tout d'abord avec le Potassium 40 [Fernandes 12], puis avec le Potassium 39 [Nath 13, Salomon 13]. Pour cela, Un troisième laser est ajouté à leur PMO 3D, à une longueur d'onde de 770 nm correspondant à la raie D1 du Potassium 39. En combinant ce laser avec ceux usuellement utilisés (accordée sur la raie D2), ils ont obtenu un nouveau régime de refroidissement et sont parvenus à abaisser la température tout en capturant plus d'atomes. Les fréquences du repompeur et refroidisseur de la raie D1 sont combinées avec celles de la raie D2, de manière à ce que les 6 faisceaux du PMO contiennent ces 4 fréquences.

A l'issue de la phase de refroidissement, les températures atteintes sont de $12\,\mu\text{K}$ [Nath 13] et de $6\,\mu\text{K}$ [Salomon 13]. De plus, la densité dans l'espace des phases en sortie de mélasse est relativement élevée (2×10^{-4}). Cela peut s'avérer très utile pour la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein, que nous souhaiterions réaliser dans le futur.

3.2.2 Réalisation sur l'expérience

Séquence de refroidissement

Les premières tentatives de refroidissement du Potassium 39 sur l'expérience ICE furent réalisées avec des diodes DFB, ayant une largeur de raie entre 2 et 4 MHz (après doublage), proche de la largeur de raie naturelle du Potassium 39 $\Gamma_K/2\pi = 6.0\text{ MHz}$. Les meilleures températures mesurées alors étaient de l'ordre de $150\,\mu\text{K}$ [Menoret 12] avec la méthode dite de *Release and Capture* [Fort 98].

La mise en place des diodes RIO, dont la largeur de raie est de 15 kHz (donnée constructeur), a permis un grand bond en avant. Nous avons ainsi pu atteindre une température proche de $20\,\mu\text{K}$ sur le nouveau dispositif expérimental.

Afin de réaliser un piège efficace, nous nous sommes servis du travail des équipes italiennes et indiennes comme point de départ. Pour le PMO, nous avons balayé les fréquences du repompeur et du refroidisseur ainsi que le ratio de puissance entre ces deux fréquences, de façon à maximiser le nombre d'atomes dans le piège. Nous

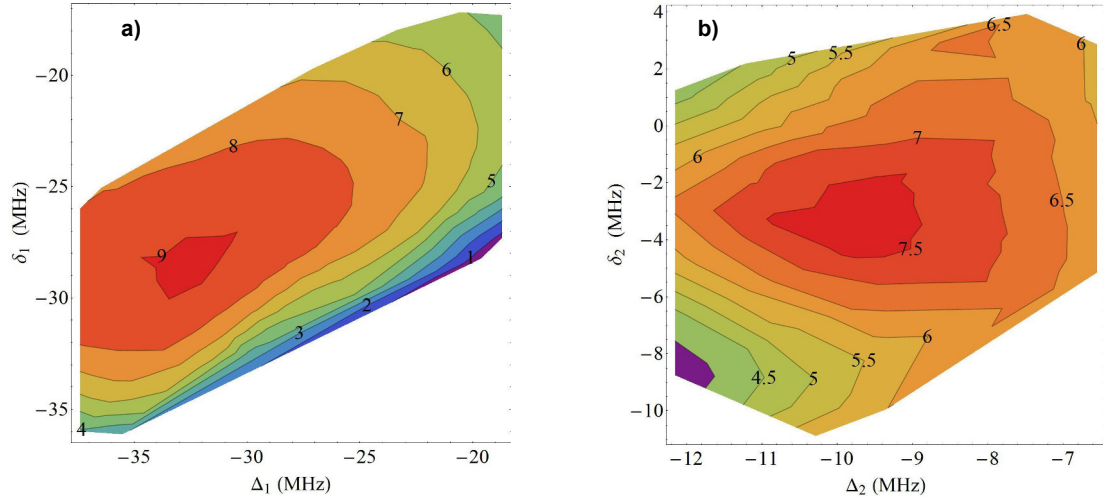


Figure 3.8 Ces deux graphiques représentent le signal de fluorescence (isolignes en unité arbitraire) lors de la détection en fonction du désaccord du refroidisseur (Δ_i) et du repompeur (δ_i) lors du PMO, graphique a), et de la mélasse, graphique b). Dans le cas du PMO (régime 1), la détection est effectuée 2 ms après la fin du piège, le signal est alors principalement dépendant du nombre d'atomes. Pour la mélasse, la détection est effectuée 15 ms après la fin du piège, nous permettant de trouver un compromis entre le nombre d'atome et la température.

avons balayé ces même paramètres pour la mélasse, afin de, cette fois-ci, optimiser la température du nuage.

La figure 3.8 présente les résultats de l'optimisation du désaccord des fréquences lasers.

Le chargement du piège ne montre pas de difficulté majeure, mais il est important d'avoir une intensité lumineuse maximale sur les atomes afin d'en capturer le plus possible. Nous avons environ 25 mW en sortie de chaque collimateur, soit une intensité de $3.5 I_{sat}$ par faisceau et une intensité totale sur les atomes d'environ $20 I_{sat}$. La différence de puissance avec le Rubidium s'explique principalement par la perte de puissance dans le MAO en double passage permettant de générer le repompeur. Nous pouvons ainsi capturer environ 0.6×10^8 atomes en 1 s. Les fréquences du refroidisseur ω_{ref} et du repompeur ω_{rep} sont désaccordées d'environ $\Delta_1 \approx -5.5 \Gamma$ et $\delta_1 \approx -4.5 \Gamma$ des transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ respectivement. Le ratio de puissance entre les deux fréquences est quasiment égal à 1.

Durant la seconde phase, le contrôle précis de la puissance du repompeur et du refroidisseur est primordial. Le désaccord des fréquences ω_{ref} et ω_{rep} sont modifiées, afin d'obtenir $\Delta_2 \approx -1.5 \Gamma$ et $\delta_2 \approx -0.5 \Gamma$ respectivement. La puissance totale est abaissée au maximum et celle du repompeur devient considérablement plus faible, représentant environ 5% de la puissance totale. La séquence de refroidissement est

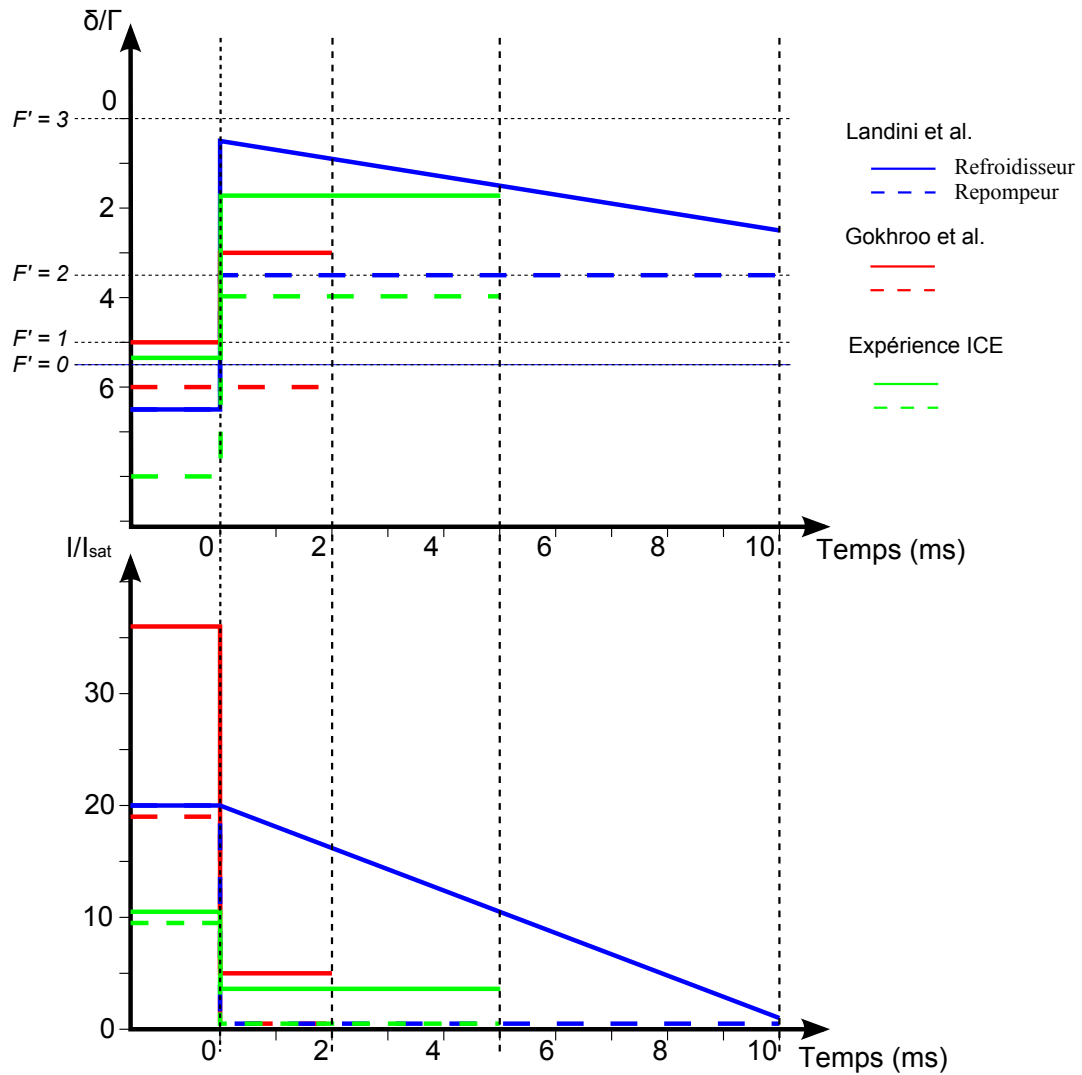


Figure 3.9 Séquence expérimentale de refroidissement du Potassium 39 réalisée dans [Landini 11], [Gokhroo 11] ainsi que sur notre expérience. Le refroidisseur est symbolisé en trait plein et le repompeur en pointillé. Le graphique du haut représente les désaccords des lasers, celui du bas leurs intensités.

détaillée sur la figure 3.9, il y apparaît également les séquences des deux autres équipes [Landini 11, Gokhroo 11].

Mesures de température

Les mesures de température du nuage de Potassium furent réalisées de la même façon que sur Rubidium, c'est à dire avec la méthode par temps de vol et la méthode Raman.

La figure 3.10 représente une mesure de température sur les axes Y et Z par la méthode des temps de vol, avec laquelle nous avons obtenus $T_y = 14.6 \pm 2.6 \mu\text{K}$ et

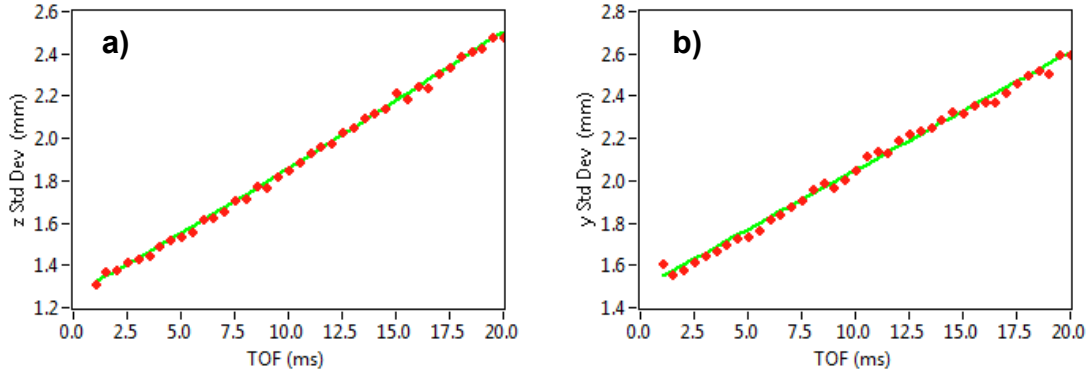


Figure 3.10 Mesure de la taille du nuage à différents temps de vol (en rouge) sur les axes Z (graph a) et Y (graph b).

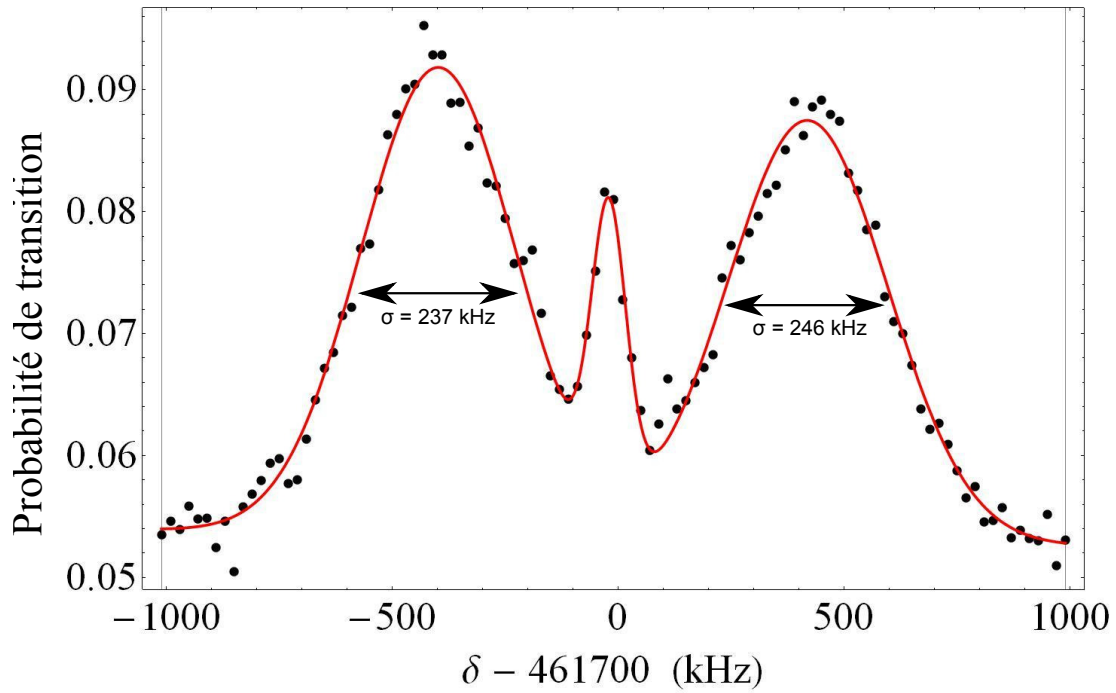


Figure 3.11 Mesure de température du nuage en appliquant une impulsion Raman et en scannant la fréquence entre les deux lasers Raman. Les données expérimentales sont représentées par les points noirs. La courbe rouge est un ajustement gaussien afin de déterminer la température. Le pic central est la transition co-propageante résiduelle. Les températures obtenues sont $19.3 \pm 1.0 \mu\text{K}$ et $20.8 \pm 1.2 \mu\text{K}$.

$T_z = 22 \pm 1.5 \mu\text{K}$. La différence de température observée s'explique par la méthode de détection. De même que sur Rubidium, elle est effectuée via le collimateur Raman, placé sur l'axe Z (vertical), avec un faisceau à résonance. Or le nuage d'atome de potassium en sortie de mélasse est deux à trois fois plus gros que le nuage de Rubidium, et sa température ($\approx 20 \mu\text{K}$), entraîne une expansion plus rapide.

La détection est alors limitée par le diamètre d_{raman} du faisceau de détection égal à 29 mm à $1/e^2$. Typiquement, après environ 15 ms de temps de vol, les atomes situés sur le bord du nuage (atomes les plus chauds) ne sont plus dans le faisceau et ne sont donc plus détectés, entraînant une sous-estimation de la température sur l'axe Y. Il faut ajouter qu'en sortie du piège, le nuage n'est pas réellement sphérique (forme elliptique), ce qui peut également entraîner un biais dans la mesure. La valeur mesurée sur l'axe Z est donc plus proche de la réalité, et est d'ailleurs confirmée par les mesures faites avec la méthode Raman (sur l'axe Z également) qui ont données des températures autour de 20 μK (Fig. 3.11).

3.2.3 Préparation des atomes

Dans un premier temps, nous avons cherché à réaliser une préparation similaire à celle utilisée pour le Rubidium. Mais la structure du Potassium engendre quelques différences à la fois pour la micro-onde et le blast.

Micro-onde

La première différence vient de la fréquence d'horloge du Potassium 39, égale à 461.7 MHz, ce qui la place dans les Ultra Hautes Fréquences (UHF), c'est à dire le domaine radio plutôt que les micro-ondes. La longueur d'onde correspondante à cette fréquence est $\lambda_K \approx 65 \text{ cm}$, où celle du Rubidium est $\lambda_{Rb} \approx 4.4 \text{ cm}$. L'installation d'une antenne $\lambda/2$, similaire à celle utilisée pour le Rubidium, pose alors quelques problèmes, puisqu'elle serait de la même taille que l'enceinte elle-même.

L'utilisation d'une antenne de type "dipôle court" (c'est à dire $h \ll \lambda_K$, avec h la longueur totale de l'antenne) fut réalisée avec l'antenne Rubidium, avec une puissance de 2 W en entrée de l'antenne, sans succès. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en configuration dipôle court, l'impédance d'entrée de l'antenne s'en trouve modifiée et par conséquent, son rendement aussi. De plus, le titane de l'enceinte et le petit diamètre des passages donnant sur les atomes (dont le diamètre maximal est 50 mm) participent à gêner la propagation de l'onde radio.

Nous sommes donc pour l'instant, dans l'impossibilité d'utiliser une transition micro-onde pour le Potassium 39.

Faisceau pousseur/dépompeur

La micro-onde étant inefficace, nous nous sommes concentrés sur le faisceau pousseur (blast). En fin de mélasse, la population d'atomes est répartie entre les niveaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, le rapport des deux populations étant fonction des paramètres du repompeur durant la dernière phase de refroidissement.

Sur l'ancien dispositif, afin de placer les atomes dans un seul et même état avant la séquence d'interférométrie, les atomes étaient dépompés dans l'état $|F = 1\rangle$. Deux

méthodes avaient été testées : stopper complètement le repompeur pendant quelques millisecondes en fin de mélasse ou réaliser une impulsion laser, désaccorder dans le rouge de la transition via le faisceau Raman. Ces deux solutions permettaient de placer plus de 90% des atomes dans l'état $|F = 1\rangle$, mais chauffaient notablement les atomes. Cette hausse de température et la perte de cohérence dans l'interféromètre peuvent expliquer, en parti, la raison pour laquelle nous n'avons pu avoir des franges contra-propageantes avec l'ancien dispositif.

Sur le nouveau système, nous avons décidé d'étudier en détail l'influence du faisceau pousseur sur les atomes de Potassium. Celui-ci est prélevé sur le trajet du faisceau du PMO (Fig. 2.8), situé après le second MAO. le faisceau est couplé dans un MAO fibré, avec une puissance en sortie de l'ordre diffracté d'environ ≈ 5 mW. Les premiers tests ont montré que son efficacité fluctuait à chaque impulsion, provoquant une importante instabilité sur la population totale d'atome N_{tot} lors de la détection. Nous nous sommes aperçu que la polarisation du faisceau était complètement aléatoire d'une impulsion à l'autre, et que les atomes étaient sensibles à cette polarisation. Le problème fut résolu en attachant la fibre et en l'isolant des mouvements d'air ambiants.

Comme le montre la figure 3.12, nous avons analysé l'influence du blast pour différents désaccords et en avons déduit 3 régimes. Proche de résonance de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, le blast pousse bien les atomes : le signal intégré des atomes situés en $|F = 2\rangle$, S_2 , est proche de zéro et le signal intégré de la population totale d'atomes S_{tot} est plus faible. Pour un désaccord négatif ($\Delta < -10$ MHz), S_2 reste très faible mais S_{tot} est supérieur au régime précédent. Au lieu d'être poussé par le faisceau, les atomes sont vraisemblablement "dé pompés" de l'état hyperfin $|F = 2\rangle$ vers $|F = 1\rangle$. Pour un désaccord positif ($\Delta > 10$ MHz), S_2 remonte, ce qui signifie que le blast devient inefficace.

Il apparait donc plus efficace de dé pomper les atomes vers $|F = 1\rangle$ en utilisant une faible impulsion et un désaccord $\Delta_p \approx 40$ MHz, que de les pousser avec une impulsion proche de résonance ($\Delta_p \approx 0$ MHz), ceci nous permettant ainsi de conserver plus d'atomes pour la phase d'interférométrie. De plus, les mesures de température faites en parallèle montre une hausse de la température du nuage plus on se rapproche de résonance ($T \approx 50$ μ K avec $\Delta \approx 0$ MHz) et plus la durée de l'impulsion est longue. Une impulsion de durée de cinquante microsecondes permet donc de dé pomper efficacement les atomes sans réchauffer le nuage (l'accroissement de la température est d'environ 1 μ K pour un température d'environ 20 μ K). Les atomes sont alors distribués sur les trois sous-niveaux m_F de l'état $|F = 1\rangle$.

La séquence de préparation des atomes se résume donc à la réalisation d'une impulsion du faisceau pousseur ou plutôt, d'un "dé pompeur" effectué 2 ms, après la fin de la mélasse. Ensuite, le saut de fréquence d'environ 1.3 GHz pour les impulsions

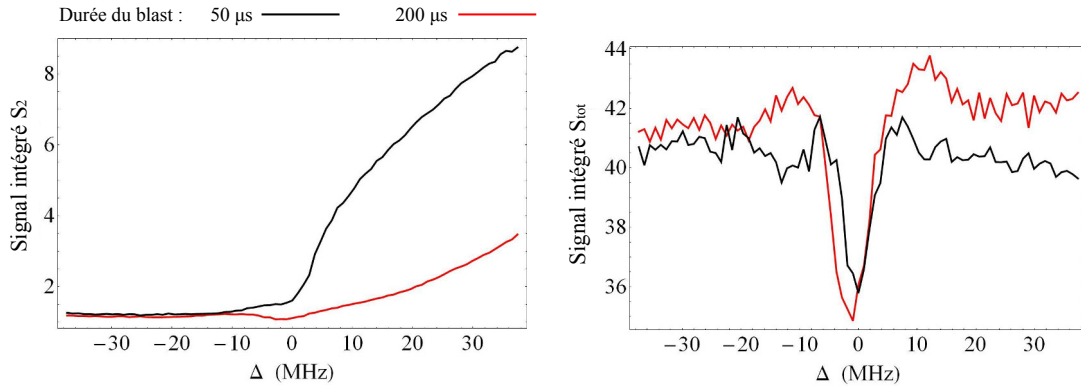


Figure 3.12 Influence du blast sur le signal de détection intégré des atomes situés en $|F = 2\rangle$ (S_2) et de la population totale (S_{tot}), en fonction du désaccord de celui-ci. La mesure fut réalisée pour deux durées τ : $200\ \mu\text{s}$ (en rouge) et $50\ \mu\text{s}$ (en noir) et pour une puissance en sortie du MAO de $10\ \text{mW}$. La détection est effectuée $3\ \text{ms}$ après la fin du piège.

Raman est effectué en moins d'une milliseconde. Le nuage n'étant pas aussi froid que celui de Rubidium, il est important que la phase d'interférométrie puisse être amorcée peu après la fin du piège ($\approx 5\ \text{ms}$ dans notre cas), pour ne pas dégrader les performances de l'interféromètre.

3.2.4 Détection des atomes

La détection se déroule de la même façon que sur Rubidium. On utilise le colimateur Raman avec un faisceau à résonance, en détectant d'abord les atomes en $|F = 2\rangle$, puis nous ajoutons le repompeur pour détecter la totalité des atomes.

Lors de la détection des atomes en $|F = 2\rangle$, ceux-ci sont dépompés vers $|F = 1\rangle$. Ce taux de dépompage est, en première approximation, proportionnel à $1/\Delta_{23}^2$, où Δ_{23} est l'écart entre les niveaux hyperfins $|F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$. Si on compare cet écart avec celui du Rubidium 87, il est plus de 12 fois inférieur pour le Potassium 39, soit un taux presque 160 fois plus élevé.

La fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition (photodiode + carte d'acquisition) doit donc être suffisamment élevée pour une détection efficace. La photodiode à avalanche APD110A (avec circuit transimpédance intégré) possède une bande passante de $50\ \text{MHz}$, et a grandement aidé à la détection du Potassium.

La figure 3.13 montre qu'il y a un important effet de dépompage, dépendant de l'intensité du faisceau de détection, qui a pour conséquence de transférer les atomes en $|F = 1\rangle$ très rapidement. Théoriquement, l'aire de chaque signal de fluorescence devrait être la même puisque les atomes diffusent le même nombre de photons quand ils sont dépompés. Mais nous sommes ici limités par la bande passante de la carte

d'acquisition (2 MHz), ce qui entraîne une diminution du signal pour de fortes intensités.

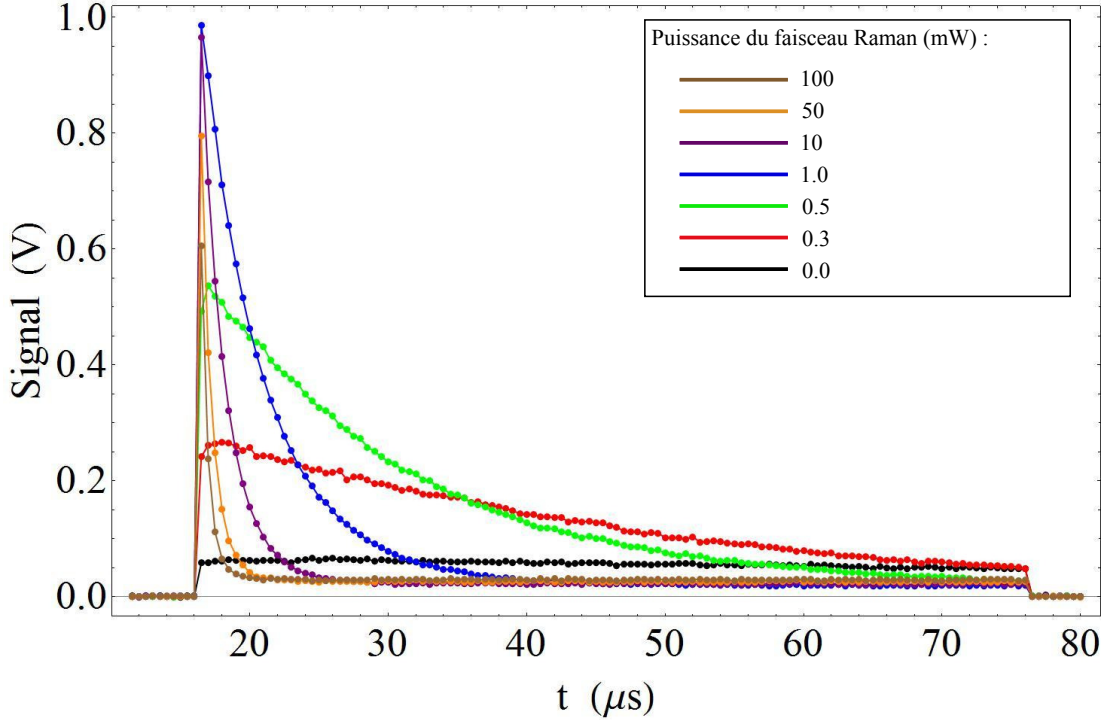


Figure 3.13 Signaux temporels de fluorescence des atomes en $|F = 2\rangle$ collectés par la photodiode pour différentes puissance du faisceau de détection. Plus la puissance est importante, plus le signal de détection est grand et étroit. Pour les courbes violette, orange et marron, le signal est si étroit que la résolution du système d'acquisition est insuffisante. La détection est ici effectuée 3 ms après la fin de la mélasse.

La puissance du faisceau utilisée pour la détection des atomes en $|F = 2\rangle$ est d'environ un milliwatt, sous peine de ne pas détecter complètement l'intégralité du signal. En revanche, il n'y a pas de tel pic sur le signal intégré S_{tot} puisque la seconde fréquence (repompeur) est alors allumée.

3.3 Limites du dispositif et évolutions

Limitations

Les limitations se situent notamment sur la source Potassium. Le nombre d'atomes présents en sortie de mélasse et sa densité sont une des limites principales. Pour remédier à cela, il faudrait augmenter l'intensité des faisceaux du PMO, puisque ce régime est d'autant plus efficace que l'intensité lumineuse sur les atomes est importante [Fort 98]. Ensuite, la température des atomes est actuellement comprise entre 20

et 25 μK sur notre dispositif, ce qui est l'état de l'art avec les techniques de refroidissement sub-Doppler classiques. Nous verrons dans le prochain chapitre qu'une telle température limite notamment le rapport signal sur bruit de l'interféromètre et par conséquent sa sensibilité.

Pour le Rubidium, la récente augmentation de puissance obtenue lors du réalignement du banc de doublage devrait nous permettre d'augmenter significativement le nombre d'atomes dans le piège.

Vers un double condensat

L'objectif est de mettre en place (courant 2015) un piège dipolaire, qui nous permettrait d'atteindre des températures bien plus basses et réaliser un double condensat de Bose-Einstein. L'enceinte à vide fut conçue en prévision de l'installation d'un tel système, quatre hublots sont en effet dédiés au piège dipolaire. Il nous faut donc un laser de grande puissance à maintien de polarisation et obligatoirement situé dans la bande C Telecom (dû au traitement anti-reflet des hublots dédiés).

Nous possédons actuellement un laser 30 W à 1550 nm³ dont la sortie est fibrée, permettant d'acheminer le faisceau jusqu'à l'enceinte à vide. La fibre optique de sortie est terminée par un collimateur comprenant un isolateur optique, ce dernier n'ayant pu être intégré à l'intérieur du laser. L'isolateur optique possède un fort champ magnétique qui devra être isolé à l'aide d'un blindage magnétique en fer blanc ou en mu-métal, afin ne pas ajouter de gradient parasite au sein de l'enceinte.

Le profil du piège retenu est donc un piège croisé (les deux faisceaux ont un angle de 70°, imposé par l'emplacement des hublots de l'enceinte), situé très loin de résonance (piège FORT, Far-Off Resonant Trap)[Han 01, Kinoshita 05, Clément 09]. L'idée est de capturer un maximum d'atomes dans le piège avec le premier bras du faisceau en conservant un volume de capture efficace avec un waist autour de 100 ~ 150 μm , puis de renvoyer le faisceau sur les atomes avec un waist de 20 ~ 40 μm afin d'avoir un confinement nécessaire pour une évaporation efficace.

Ce dispositif entrainera également la mise en place d'optiques (lentilles et miroirs) afin de focaliser le faisceau et le renvoyer. Un MAO devra également être placé sur la trajectoire du faisceau après le premier passage sur les atomes, afin de décaler la fréquence du second bras et ainsi éviter des effets d'interférences dûs à la polarisation relative des deux faisceaux. Ces éléments seront placés autour de l'enceinte, l'ensemble devra être suffisamment compact et résister aux contraintes des vols paraboliques. L'élaboration du piège dipolaire sera donc un des principaux challenges après la réalisation du double interféromètre.

A plus court terme, la mise en place de la mélasse grise permettra non seulement d'abaisser la température du nuage de Potassium mais aussi d'augmenter de deux

3. La puissance de 30 W est une limite du constructeur

ordres de grandeur la densité dans l'espace des phases, facilitant ainsi la condensation.

Enfin, la réalisation d'un condensat double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ devrait également faciliter la condensation du Potassium par refroidissement sympathique [Modugno 01].

3.4 Conclusion

La réalisation de la source Rubidium n'a pas posé de réels problèmes, *a contrario*, la mise en place de la source Potassium fut plus complexe. Nous avons en effet passé beaucoup de temps à développer et caractériser les différents paramètres de refroidissement pour obtenir une température d'environ $20\mu\text{K}$. La préparation des atomes et l'impossibilité d'effectuer une transition micro-onde a pour principale conséquence la présence des sous-niveaux $m_F = \pm 1$ lors de la séquence d'interférométrie. Si ceux-ci ne participent pas à l'interféromètre, ils contribuent au signal de détection et peuvent provoquer une baisse de contraste.

Si au début de l'écriture de ce manuscrit, les deux sources fonctionnaient parfaitement de façon indépendantes, elles fonctionnent désormais simultanément, nous permettant d'avoir une source double espèce.

La mise en place d'un troisième laser pour la mélasse grise, puis du piège dipolaire sont actuellement en cours. Leur intégration complète à l'expérience et la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans l'avion représentera une nouvelle étape pour ICE et un nouvel appui pour une future mission spatiale.

4

Résultats expérimentaux

Après la description du dispositif expérimental et des sources d'atomes froids, il est maintenant temps de passer à la présentation des résultats expérimentaux.

Les résultats que je vais présenter ont, en grande partie, été réalisés sur le nouveau dispositif expérimental mis en place durant ma dernière année de thèse. L'interféromètre Rubidium fut le premier à être réalisé sur celui-ci, car plus facile à mettre en œuvre que l'interféromètre Potassium. Je détaillerai donc dans une première section, les premières mesures préliminaires de g obtenues avec l'interféromètre Rb ainsi que la caractérisation de certains effets systématiques tel que le déplacement lumineux à un photon.

Je me concentrerai ensuite sur la toute récente et première réalisation de l'interféromètre Potassium après un bref résumé des résultats obtenus avec le précédent dispositif.

La particularité de notre expérience est d'évoluer et d'effectuer des mesures inertielles atomiques dans l'avion, dont l'environnement est très différent de celui des salles de laboratoire. Les accéléromètres à atomes froids étant très sensibles aux vibrations, un accéléromètre mécanique est donc combiné à ce dernier afin d'augmenter sa dynamique de mesure. Ce dispositif a ainsi démontré en 2010, la possibilité et la faisabilité d'effectuer des mesures inertielles avec un senseur atomique dans un milieu bruyant tel que l'avion. Je présenterai donc dans une troisième partie, le principe des corrélations et de l'interféromètre hybride ainsi que leur mise en place sur le nouveau dispositif.

4.1 Interféromètre Rb

La mise en place de la nouvelle enceinte à vide fut décidée après l'échec de la réalisation de l'accéléromètre Potassium avec l'ancien dispositif. Il nous est apparu évident de débiter avec le Rubidium, dont les mécanismes de refroidissement sont bien connus, afin de tester le dispositif avant le passage sur Potassium.

Je ne présenterai donc ici que les résultats obtenus avec l'interféromètre atomique rubidium sur le nouveau dispositif en commençant par la campagne d'octobre 2013,

réalisée peu de temps après la finalisation de l'ensemble expérimental. Dans un second temps, je décrirai les derniers résultats et les performances de l'interféromètre réalisés au laboratoire.

Les résultats présentés ici sont préliminaires. L'obtention des franges d'interférences fut le premier objectif. Nous nous sommes ensuite concentrés sur les performances de l'interféromètre en cherchant à compenser le déplacement lumineux et mesurer g .

4.1.1 Campagnes de vol d'octobre 2013

Nous avons commencé à travailler sur le nouveau dispositif en juillet 2013 et obtenu les premières mesures d'accélération environ une semaine avant la campagne. L'objectif était de valider le nouveau dispositif (système à vide et nouvelle source laser Rb) et d'obtenir un interféromètre rubidium en $0g$. Le dispositif expérimental était alors un peu différent de celui présenté dans la section 2.5 (une micro-onde peu efficace, photodiode moins sensible,...) et les séquences de refroidissement, de préparation et de détection n'étaient pas encore complètement optimisées (contrairement à celles décrites dans la section 3.1). Toutes les mesures, lors de cette campagne, furent réalisées sur l'axe Y .

Résultats

Pour nous assurer du bon fonctionnement de l'instrument, nous avons commencé par contrôler la source atomique. Les premières acquisitions effectuées pendant le vol furent donc des mesures de température du nuage d'atomes par temps de vol. La micro-pesanteur nous permet de prolonger la mesure à des temps de vol plus importants (100 ms sur cette mesure), qui nous sont hors d'atteinte au sol.

Elles ont été réalisées en $0g$ et $1g$, et sont représentées sur la figure 4.1-a. Les températures mesurées dans l'avion, que se soit lors de la phase de micro-pesanteur ou en vol en palier, sont semblables à celles trouvées au laboratoire, avec $T_{temp} = 2.5 \mu K$.

La figure 4.1-b représente la position du nuage sur l'axe Z au cours de la chute libre en phase de $0g$ et $1g$. Si durant cette dernière les atomes tombent et arrivent rapidement en dehors de la zone de détection de la caméra, on peut observer qu'en micro-pesanteur, la position du nuage reste constante même après un temps de vol de 100 ms.

Nous avons ensuite réalisé, pour la première fois avec la nouvelle enceinte, des franges d'interférences contra-propageantes en micro-pesanteur (Fig. 4.2). Le faible temps d'interrogation $T = 100 \mu s$ (et $\tau_\pi = 20 \mu s$) utilisé rend l'interféromètre peu sensible aux fluctuations d'accélération et aux vibrations, le défilement des franges est alors effectué par sauts de phase (voir Sect. 1.4.2). Afin de caractériser les perfor-

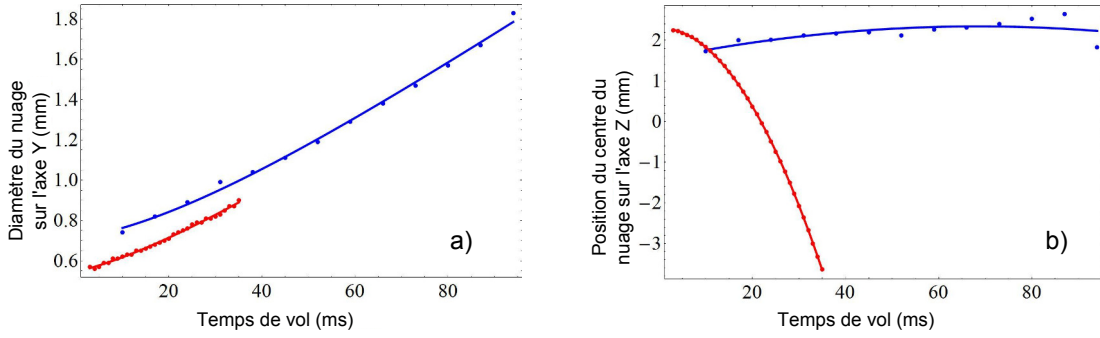


Figure 4.1 a) Mesures de température par temps de vol effectuées durant le vol. Les courbes rouge et bleue ont été effectuées en 1g (vol en palier) et 0g respectivement, elles donnent des températures de nuages de $2.4 \mu\text{K}$ (1g) et $2.5 \mu\text{K}$ (0g). b) Position du centre du nuage sur l'axe Z durant la mesure de température. Les courbes rouge et bleue correspondent aux mesures faites en 1g et en 0g respectivement. En 1g (au sol ou en vol en palier), les atomes tombent et arrivent hors de portée de la photodiode de détection après environ 35 ms, alors qu'en micro-pesanteur, la mesure peut être prolongée (ici jusqu'à 100 ms).

mances de l'interféromètre, on calcule le rapport signal sur bruit des franges d'interférences :

$$SNR = \frac{C}{\sigma_s}, \quad (4.1)$$

avec C le contraste de la sinusoïde ajustant les franges et σ_s l'erreur standard de l'ajustement (écart type des résidus).

Le SNR des franges obtenues dans l'avion ($SNR \approx 9$) est plus faible que celui obtenu au sol ($SNR \approx 14$) également représentées sur la figure 4.2. Cette différence peut s'expliquer par une perte de puissance des lasers durant le vol (au niveau de l'injection de la fibre en sortie du banc espace libre), amenant une diminution du nombre d'atomes et dégradant ainsi le SNR. Le faible nombre de points acquis lors de la phase de 0g peut également amener à un ajustement moins précis.

Limites du dispositif et solutions engagées

La campagne de vol a ainsi permis de valider le fonctionnement général du nouveau dispositif expérimental et confirmer le fonctionnement de l'interféromètre atomique Rubidium malgré certaines limitations.

En effet, les capacités de l'interféromètre étaient alors limitées par certaines contraintes techniques, qui n'ont pu être corrigées que les mois suivants.

Le premier point et le plus important, était l'antenne micro-ondes. Nous n'avions pas encore d'antenne externe et nous utilisons les passages électriques des brides de l'enceinte. Comme cela est décrit dans la section 2.5.5, ce système était peu efficace. L'impulsion micro-onde ne transférait qu'une petite partie des atomes en $|F = 1\rangle$

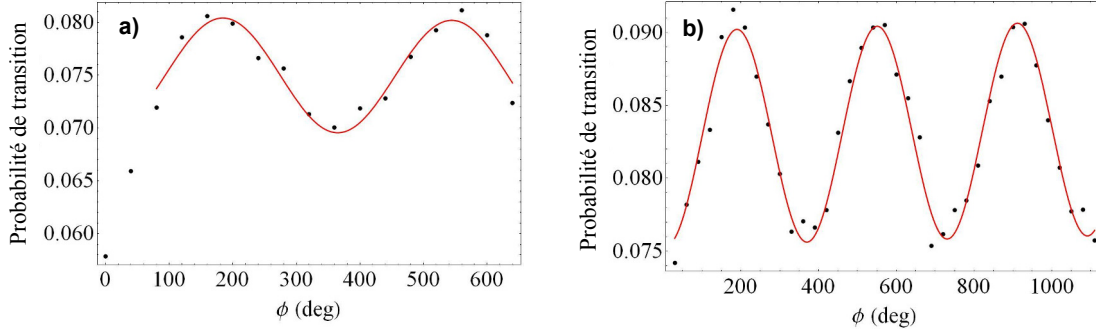


Figure 4.2 *a) Franges contra-propageantes durant une parabole. L'ajustement sinusoïdal est représenté en rouge, seulement pour les points acquis en 0g, et donne un SNR ≈ 9 . b) Franges contra-propageantes acquises au sol dans l'avion, la semaine précédant les vols. L'ajustement donne un SNR ≈ 14 .*

de façon incohérente. Ainsi le nombre d'atomes participant à l'interféromètre était considérablement affaibli, ayant pour conséquence un rapport signal sur bruit très bas.

Dans une moindre mesure, l'ensemble Cicero/Atticus, permettant de contrôler l'expérience, ne supportait pas la génération d'une base de temps variable. La résolution temporelle était donc la même durant toute la séquence, que se soit pendant le chargement du piège ou lors d'un pulse Raman. Le chargement du PMO ayant une durée de l'ordre de la seconde, la résolution maximale était limitée à $2.5\mu\text{s}$ au risque de surcharger le système. La durée des impulsions Raman (de l'ordre de la dizaine de microsecondes) se limitait donc à des multiples de $2.5\mu\text{s}$, pouvant ainsi limiter leur efficacité.

L'expérience est maintenant équipée d'une antenne micro-onde performante et de deux cartes d'acquisition indépendantes. La mise à jour des logiciels de contrôle a permis l'installation d'un FPGA (Field-Programmable Gate Array ou réseau de portes programmables), nous permettant l'intégration d'une base de temps variable durant la séquence de l'interféromètre. Dans les faits, la résolution est de l'ordre de la centaine de millisecondes pendant le chargement du PMO, et de l'ordre de la centaine de nanoseconde durant la phase d'interférométrie et de détection. On peut ainsi ajuster finement la durée des impulsions Raman, avoir une détection plus efficace et une séquence beaucoup moins contraignante pour le système informatique.

Outre les contraintes mentionnées ci-dessus, certaines limitations sont apparues en vol, et ont provoqué une dégradation des résultats dans l'avion, voire l'impossibilité d'effectuer des mesures sur certaines paraboles :

- Le peigne de fréquence fut très instable et difficile à asservir, tout comme lors de la campagne de juin 2013.
- Les diodes Rio sont très sensibles à la température extérieure, pouvant entraîner de grandes dérives en fréquence au cours d’une journée. Cela les rend d’autant plus difficile à asservir, notamment la diode maître sur le peigne.
- Une perte de la puissance laser sur les atomes non négligeable durant le vol, qui provient soit du Combineur/Séparateur (C/S) ou d’un problème d’injection dans la fibre en sortie du banc espace libre. Le C/S était directement fixé sur la structure en profilé. Celle-ci a subi des flexions qui se sont répercutées sur l’alignement du C/S, provoquant une inégalité sur la puissance des faisceaux de refroidissement, nous obligeant à le réaligner après chaque vol. Les fibres optiques associées au C/S possèdent une ouverture numérique différente des précédentes, rendant l’injection de celles-ci plus difficile et plus sensible.

La baisse de puissance laser sur les atomes a eu un impact direct sur le SNR de l’interféromètre, tandis que les deux premiers points cités ci-dessus ont plutôt limité le nombre d’acquisitions avec la perte de la référence de fréquence durant quelques paraboles. Afin de remédier à ces problèmes, nous avons installé une absorption saturée rubidium, pouvant remplacer le peigne de fréquence en cas de difficulté. La structure supportant le laser femto-seconde du peigne de fréquence a été renforcée, afin de garantir une meilleure stabilité lors des changements de gravité. De plus, un dysfonctionnement d’un élément du peigne¹, pouvant être à l’origine de certains problèmes d’asservissement, a été isolé, et l’élément en cause fut remplacé.

Nous avons également renforcé la structure de maintien du C/S afin d’éviter les flexions ayant causé son désalignement. Les diodes lasers sont aujourd’hui placées sur des montures dessinées et conçues au laboratoire par le post-doctorant en place sur ICE, Brynle Barrett. Les diodes sont confinées à l’intérieur d’une boîte en Delrin comprenant l’électronique et les branchements nécessaires pour l’asservissement de la diode. Un module Peltier assure une température de l’air constante à l’intérieur de la boîte, nous affranchissant des dérives en fréquence des diodes.

Conclusion

Cette première campagne avec la nouvelle enceinte à vide nous a beaucoup apporté. Nous avons pu obtenir des températures atomiques semblables à celles obtenues en laboratoire et effectuer, pour la première fois, des franges d’interférences avec le nouveau dispositif en micro-pesanteur. Ceci nous a ainsi permis de confirmer la robustesse et la tenue de notre système aux vols paraboliques, et d’isoler certaines limitations sur lesquelles nous avons travaillé les mois suivants, afin de réaliser les interféromètres Rubidium et Potassium.

1. Une des alimentations haute-tension ne fournissait pas la tension demandée en sortie, limitant alors le déplacement des miroirs de la cavité

4.1.2 Gravimètre Rb

Au cours des deux mois qui ont suivi la campagne de vol, nous avons travaillé dans un premier temps sur l'amélioration du signal de l'interféromètre avec notamment la mise en place de solutions aux différents problèmes remarqués lors de la campagne d'octobre 2013.

Les résultats que je vais maintenant présenter ont été effectués avec le dispositif présenté dans le chapitre 3 et les séquences de refroidissement et de préparation détaillées dans le chapitre 4. Nous sommes pour cela passés en mode gravimètre, c'est-à-dire avec les faisceaux Raman verticaux. Cette configuration permet de bien séparer les deux interféromètres ($\pm \vec{k}_{\text{eff}}$). Notre configuration expérimentale ne permettant pas de lancer les atomes, ces derniers sortent du piège avec une vitesse nulle.

Caractérisation des impulsions Raman

Le faisceau en sortie du collimateur a un diamètre à $1/e^2$ de 29 mm, pour une puissance d'environ 350 mW. Une attention particulière a été portée sur l'alignement du faisceau, effectué grâce aux vis de réglage trait-point-plan de la monture (voir Fig. 2.13). Les vis freins permettent ensuite le maintien en position du faisceau lors du déplacement de l'expérience ou durant le vol.

Une lame $\lambda/4$ placée sur une bague vissée en sortie du collimateur, permet d'ajuster la polarisation du faisceau. La polarisation choisie pour la phase d'interférométrie est $\text{lin} \perp \text{lin}$, configuration qui interdit la transition co-propageante mais autorise la contra-propageante. Une lame $\lambda/4$ placée devant le miroir de rétro-réflexion permet au faisceau retour d'avoir une polarisation linéaire et orthogonale au faisceau aller. Le réglage de cette seconde lame a un impact important sur l'interféromètre. La figure 4.3 montre un spectre Raman sur une plage de fréquences suffisamment large afin d'identifier les deux interféromètres $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$, pour différents angles de cette lame. La transition Raman est ici optimisée pour un angle de 60° . Le pic central représente la transition co-propageante que nous n'avons pas réussi à annuler. Ceci s'explique notamment par le fait que les deux lames $\lambda/4$ (en sortie du collimateur et devant le miroir) ne sont pas parfaites et sont optimisées pour une longueur d'onde $\lambda = 773 \text{ nm}$, située à mi-chemin entre 780 nm et 767 nm (en vue du double interféromètre). La polarisation des faisceaux Raman n'est donc pas parfaitement linéaire, conduisant à l'impossibilité de supprimer totalement la transition co-propageante.

L'efficacité des impulsions Raman à transférer les atomes peut être mesurée par l'intermédiaire d'une oscillation de Rabi. La figure 4.4 représente la probabilité de transition mesurée après une impulsion Raman contra-propageante en fonction de la durée de l'impulsion. Le taux de transfert est d'environ 39%, ce qui est la meilleure performance mesurée sur ICE jusqu'à maintenant. Le désaccord des lasers lors de l'impulsion est d'environ 1.4 GHz afin de minimiser au maximum l'émission spontanée, proportionnelle à $1/\Delta^2$. en effet, l'émission spontanée pendant la transition

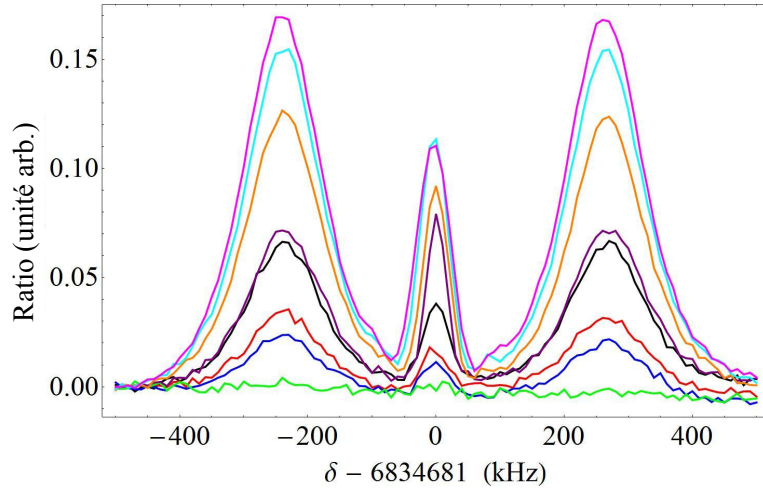


Figure 4.3 Transitions Raman contra-propageantes pour différents angles de la lame $\lambda/4$. Les transitions Raman sont optimisées pour un angle de 60° (courbe violette) sur notre dispositif.

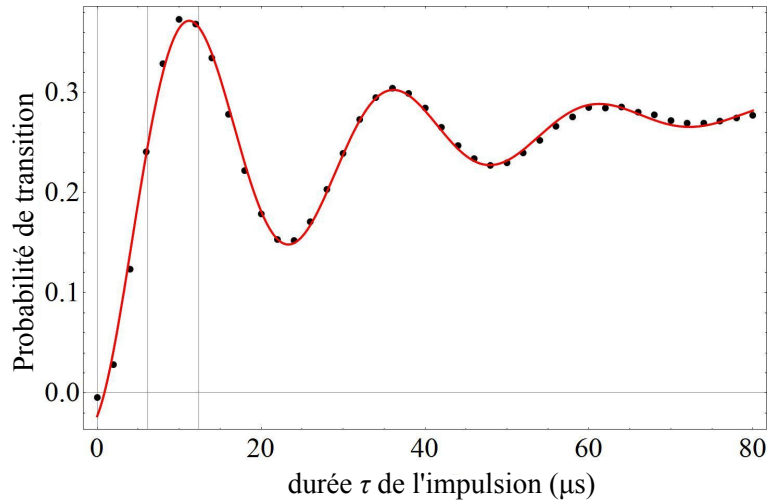


Figure 4.4 Oscillation de Rabi d'impulsion Raman contra-propageants. L'ajustement donne des pulses π et $\pi/2$ d'une durée de $12.6\mu\text{s}$ et $5.8\mu\text{s}$ respectivement (lignes grises verticales).

Raman induit des désexcitations vers tous les niveaux. Ainsi, pour un désaccord Raman $\Delta = 1.4\text{ GHz}$, la probabilité d'émission spontanée totale est de l'ordre de 1 % (on peut se reporter à [Cheinet 06] pour un calcul perturbatif rigoureux de l'émissions spontanée).

Franges d'interférences par sauts de phase

Lorsque nous avons atteint une température suffisamment basse, les paramètres (préparation des atomes, détection,...) furent optimisés afin d'augmenter au maximum le SNR des franges d'interférences à temps de vol très court. La durée T entre chaque impulsion vaut $100\ \mu\text{s}$, et les franges sont obtenues en balayant la différence de phase Φ entre le second et le troisième pulse.

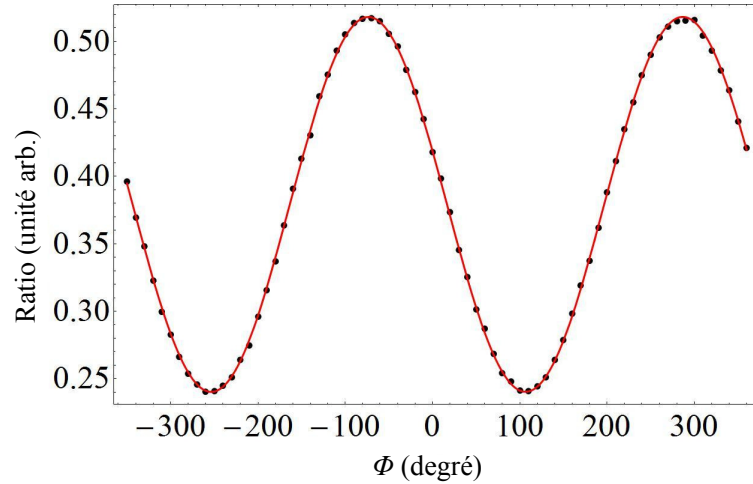


Figure 4.5 Franges d'interférences obtenues par saut de phase au laboratoire sur l'axe Z , pour $T = 100\ \mu\text{s}$. La durée de l'impulsion π est $\tau_\pi = 10\ \mu\text{s}$ et celle de l'impulsion $\pi/2$ est $\tau_{\pi/2} = 5.5\ \mu\text{s}$.

Fin 2013, le SNR mesuré était d'environ 110, soit un ordre de grandeur de plus que les mesures effectuées en septembre 2013. Ce gain est en grande partie dû à l'installation d'une antenne micro-ondes efficace.

Il fut encore augmenté en asservissant le laser maître non plus sur le peigne de fréquence mais sur l'absorption saturée. L'ajustement sinusoïdal effectué sur les franges a donné un SNR égal à 166 (Fig. 4.5), ce qui nous laisse penser que la stabilité de l'absorption saturée est meilleure que celle du peigne et/ou que le bruit engendré par l'asservissement est plus faible. Il est possible que cette différence soit imputable à un élément de l'électronique du laser femto qui ne fonctionnait pas correctement. Cette défaillance était vraisemblablement présente depuis plusieurs mois et pouvait affecter la stabilité du femto. Par manque de temps, nous n'avons pas pu effectuer de nouvelles mesures comparatives entre les deux références après le remplacement de la pièce.

Franges d'interférences à long temps de vol

En configuration gravimètre, si le temps T entre chaque impulsion est supérieur à quelques centaines de microsecondes, l'effet Doppler engendré par la chute des

atomes n'est plus négligeable. Il est donc nécessaire d'ajuster la différence de fréquence entre les deux lasers Raman $\omega_1 - \omega_2$ à chaque impulsion afin de maintenir la condition de résonance Raman pendant la chute. En pratique, le second faisceau Raman, à l'instar du repompeur, est créé par l'intermédiaire d'un modulateur électro-optique. La fréquence envoyée au modulateur est modifiée par le synthétiseur numérique de fréquence (DDS), et compense ainsi le déphasage $\Phi_{Doppler} = k_{eff}gT^2$ induit par l'effet Doppler. On doit donc vérifier l'égalité :

$$\frac{1}{2\pi}k_{eff}gT^2 = \alpha T^2, \quad (4.2)$$

avec α la rampe de fréquence appliquée au laser durant la phase d'interférométrie. Pour ^{87}Rb , on a $\alpha = 25140 \text{ kHz.s}^{-1}$. Cette rampe revient à accompagner la chute des atomes avec les plans équiphasés, ce qui dans le référentiel des atomes correspond à la situation où l'interféromètre est symétrique, et le déphasage nul. La figure 4.6 représente des franges d'interférences obtenues avec différents temps d'interrogation T , en balayant la valeur de la rampe.

En augmentant T , on constate que le bruit de phase devient plus important alors que le contraste des points expérimentaux reste sensiblement le même. L'amplitude de l'ajustement sinusoïdal diminue à cause de l'augmentation du bruit de phase, impactant ainsi le SNR. Nous sommes donc ici limités par les vibrations présentes dans le bâtiment, en effet, plus T est grand plus l'interféromètre est sensible aux vibrations, générant alors un bruit de phase de plus en plus important. Lors de ces mesures, l'expérience était posée à même le sol sans aucun système anti-vibrations.

Pour déterminer la valeur de l'accélération terrestre g , il est nécessaire d'identifier la frange sombre centrale, correspondant au déphasage nul avec une rampe d'environ 25140 kHz. La position des franges dépend directement de T , mais la position de la frange centrale sombre est indépendante de T , puisqu'elle correspond à un déphasage nul. Cependant, sur la figure 4.6, on s'aperçoit que sa position varie en fonction de T . En effet, un déphasage apparaît, pouvant notamment être provoqué par certains effets systématiques comme le déplacement lumineux induit par les lasers, l'effet Zeeman quadratique, etc.

Déplacement lumineux à 1 photon

Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur le déplacement lumineux à 1 photon, qui est la principale source de déphasage en sortie de notre interféromètre Rubidium. Il est en effet possible de l'annuler en jouant sur le rapport d'intensité I_2/I_1 des deux faisceaux Raman (voir Sect 1.2).

Afin d'effectuer une première compensation du déplacement lumineux, nous avons réalisé une série de mesures de spectres Raman en modifiant la puissance du faisceau Raman. La durée de l'impulsion a été modifiée en fonction de la puissance utilisée afin de satisfaire les conditions d'un pulse π . Cette opération fut répétée

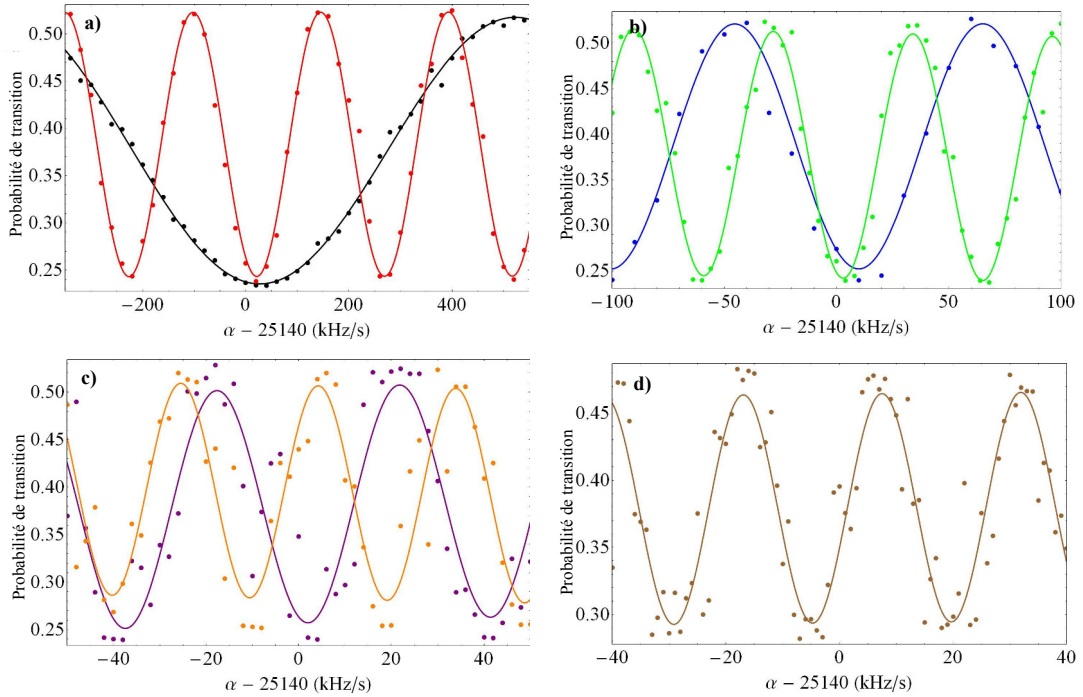


Figure 4.6 Franges d'interférences pour différents temps d'interrogation (sans moyennage), séparées sur quatre graphiques pour des raisons de lisibilité. **a)** $T = 1$ ms (noir) et $T = 2$ ms (rouge). **b)** $T = 3$ ms (bleu) et $T = 4$ ms (vert). **c)** $T = 5$ ms (violet) et $T = 6$ ms (orange). **d)** $T = 7$ ms (marron).

pour différents rapports d'intensité entre les deux lasers Raman L1 et L2. Le centre de chaque gaussienne (les interféromètres $\pm k_{eff}$ et le co-propageant résiduel) a été déterminé pour chaque puissance et pour chaque rapport d'intensité I_2/I_1 , permettant ainsi de déterminer la configuration où le déplacement lumineux est compensé (Fig. 4.7).

Il est possible de s'affranchir et de connaître la contribution exacte du déplacement lumineux (ou d'autres effets systématiques indépendant de l'orientation de \vec{k}_{eff}), en tirant partie de la symétrie de l'interféromètre comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe.

Mesure de g

Afin de réaliser une mesure de g , il est nécessaire d'isoler le déphasage induit par différents effets systématiques et de l'annuler quand cela est possible. Ces effets peuvent être séparés en deux catégories : ceux dépendant du signe de \vec{k}_{eff} et ceux qui n'en dépendent pas. La phase comportant l'information sur g dépend du signe de

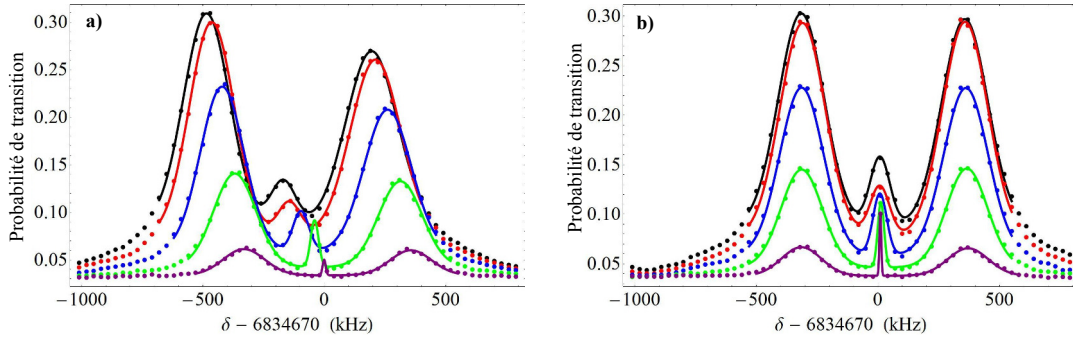


Figure 4.7 *a) Spectres Raman pour différentes intensité et pour un ratio $I_2/I_1 \approx 0.14$, le déplacement lumineux n'est alors pas compensé. b) Même mesures que précédemment, mais avec un ratio $I_2/I_1 \approx 0.62$, qui permet de compenser le déplacement lumineux. On remarque que plus la durée du pulse est grande (conservation des conditions du'un pulse π), plus l'amplitude diminue, ceci est dû à la sélectivité en vitesse de la transition Raman, qui adresse une classe d'atome de plus en plus petite.*

\vec{k}_{eff} . Le déphasage atomique peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} \Phi_{+k_{\text{eff}}} = (+k_{\text{eff}}g - \alpha)T^2 + \phi_{\text{indep}} + \phi_{\text{dep}} \\ \text{et} \\ \Phi_{-k_{\text{eff}}} = (-k_{\text{eff}}g - \alpha)T^2 + \phi_{\text{indep}} - \phi_{\text{dep}} \end{cases} \quad (4.3)$$

On peut ainsi isoler le terme ϕ_{indep} et le supprimer.

En ce sens, nous avons fait fonctionner l'interféromètre avec des temps d'interaction T allant de 1 à 10 ms. Les franges d'interférences furent réalisées pour les deux paires de faisceaux Raman ($\pm \vec{k}_{\text{eff}}$) de façon à comparer les mesures de g obtenues et soustraire les effets systématiques non-inertiels Φ_{indep} (tel que le déplacement lumineux). La figure 4.8 représente des franges contra-propageantes pour $T = 1 \text{ ms}$ (en noir), $T = 2 \text{ ms}$ (en rouge) et $T = 3 \text{ ms}$ (en bleu) réalisées avec une des deux paires de faisceaux Raman.

De l'ajustement des franges, on remonte ainsi à la valeur de g moyenne, dont les mesures sont représentées sur la figure 4.9-b.

La figure 4.9-a montre le déphasage Φ_{indep} moyen en fonction de T après la compensation du déplacement lumineux. On observe qu'il n'est pas nul et augmente en fonction de T , avec un déphasage d'environ 2 radians à $T=10 \text{ ms}$. Ce déphasage est certainement provoqué par l'effet Zeeman quadratique. En effet, si les atomes utilisés pour la séquence d'interférométrie présentent un moment magnétique nul, leurs fréquences restent sensibles, au second ordre, au champ magnétique extérieur (dû au couplage avec les moments dipolaires magnétiques des électrons et du noyau repré-

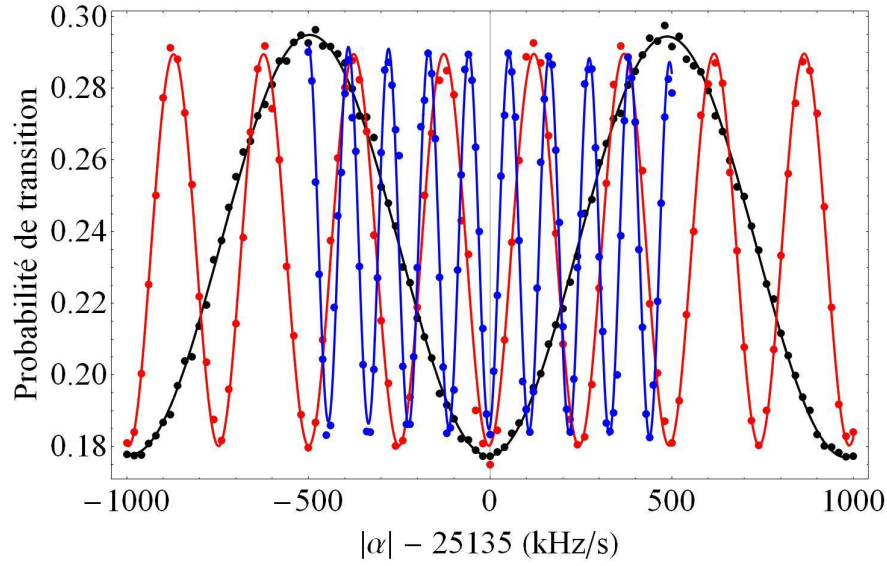


Figure 4.8 Franges contra-propageantes pour différents temps d'interrogation T .

sentés par les facteurs g_I et g_J). Le déplacement fréquentiel de la structure hyperfine de l'état fondamental s'écrit alors [Steck 09, Le Gouët 08] :

$$\delta\nu = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2\hbar^2 \nu_{HFS}} B^2 \quad (4.4)$$

Cette courbe montre que les atomes voient un champ magnétique évoluant au cours de leur chute laissant présager la présence d'un gradient magnétique à l'intérieur de l'enceinte. Nous y reviendrons dans le paragraphe 4.2.2.

Le graphique b) de la figure 4.9 représente la mesure de g moyenne pour différents temps d'interrogation T allant de 1 à 10 ms. De $T = 1$ ms à $T = 9$ ms, les franges ont été réalisées sans aucun moyennage, pour $T = 10$ ms, le moyennage est de 4. La précision sur la mesure de g dépend bien évidemment de T mais également du rapport signal sur bruit ; avec une seule mesure (comportant 100 points), la plus petite incertitude sur la mesure (incertitude statistique, calculée à partir de l'ajustement sinusoïdal) sur g fut obtenue pour $T = 8$ ms avec $g = 9.80544 \text{ m.s}^{-2} \pm 5.10^{-5}$. La même sensibilité est atteinte pour $T = 10$ ms en moyennant quatre fois. Cette valeur est cohérente avec les mesures effectuées par la société Muquans à Bordeaux ($g \sim 9.8056 \text{ m.s}^{-2}$), et les mesures réalisées dans la région bordelaise, accessibles sur le site du BGI², le Bureau Gravimétrique International (de $g \sim 9.8055 \text{ m.s}^{-2}$ à $g \sim 9.8058 \text{ m.s}^{-2}$ suivant la location). Nous sommes ici limités par les vibrations présentes dans le laboratoire³. Notre valeur est un peu plus faible, ce qui peut être dû à un faible tilt de l'axe des faisceaux Raman par rapport à \vec{g} .

2. <http://bgi.omp.obs-mip.fr/>

3. Pour rappel, l'expérience est posée à même le sol sans aucune forme d'isolation des vibrations.

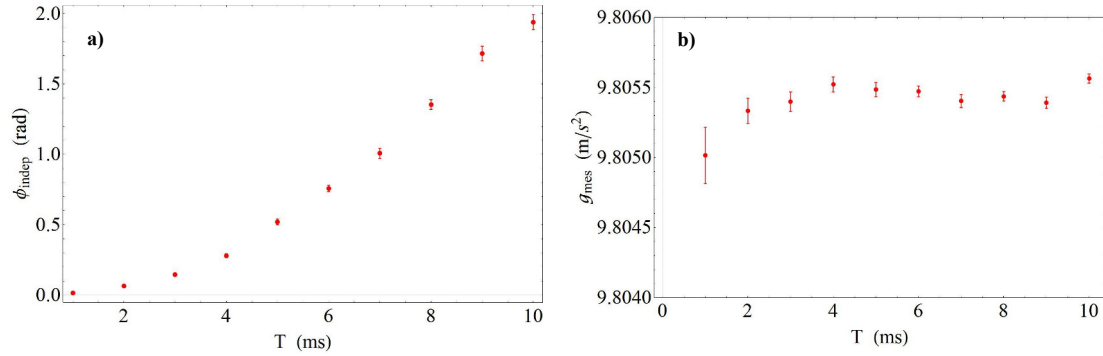


Figure 4.9 À gauche, l'évolution du déphasage Φ_{indep} en fonction du temps d'interrogation T . À droite, mesures de la valeur de g moyenne en fonction de T .

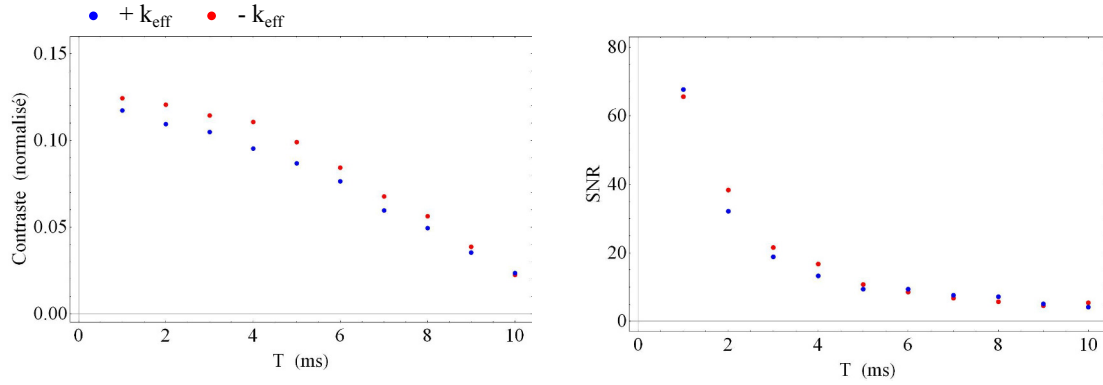


Figure 4.10 Mesures du contraste et du SNR des franges d'interférence en fonction du temps de vol, pour deux dates différentes.

La figure 4.10 représente l'évolution du contraste des franges et du rapport signal sur bruit en fonction de T . On remarque ainsi que la dégradation du SNR est plus importante que celle du contraste. Cela signifie que la sensibilité sur la mesure de g est limitée par les vibrations présentes dans le laboratoire. Un bruit de phase est ajouté sur les franges, affectant le SNR et non le contraste.

En pratique, enregistrer les franges d'interférences n'est pas une bonne stratégie pour la mesure de g . En effet, la sensibilité de l'interféromètre est maximale lorsqu'elle se rapproche de $\pi/2$ et se détériore lorsqu'elle s'en éloigne. Les gravimètres atomiques se positionnent donc généralement à flanc de frange pour chaque cycle de mesure, permettant ainsi d'avoir la sensibilité maximale sur la mesure des fluctuations de g .

4.1.3 Synthèse des avancées sur l'interféromètre Rb

Le nouveau dispositif nous a permis d'atteindre des températures de l'ordre de $2\,\mu\text{K}$ comme on l'espérait. Nous avons pu réaliser un interféromètre Rubidium plus performant que le précédent au sol, et commencer la caractérisation de certains effets systématiques en vue d'un test du principe d'équivalence.

La seconde étape fut logiquement axée sur la réalisation de l'interféromètre Potassium que je vais présenter dans la section suivante.

4.2 Interféromètre Potassium

La réalisation de l'interféromètre Rubidium et les résultats de celui-ci furent une première étape importante. Nous nous sommes ensuite logiquement concentrés sur la réalisation de l'accéléromètre Potassium. Mais avant de détailler les résultats obtenus avec la nouvelle enceinte, je présenterai dans un premier temps, ceux acquis sur l'ancien dispositif. Le refroidissement du Potassium et les premières franges de Ramsey optiques sont en effet les premières avancées notables sur le Potassium, effectuées durant ma seconde année de thèse.

4.2.1 Préambule : Interféromètre de Ramsey Potassium

Le remplacement des DFB d'une largeur de raie supérieure à 1 MHz par les diodes RIO d'une largeur de raie de 15 kHz a réellement été une étape clé pour le Potassium. Elles nous ont permis pour la première fois de le refroidir efficacement.

La première étape fut la réalisation d'un interféromètre de Ramsey, par l'intermédiaire de deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps T [Ramsey 90], et en balayant la différence de fréquence des lasers Raman. Notre interféromètre peut être alors assimilé à une horloge atomique sauf que le couplage entre les deux états hyperfins de l'atome est obtenu par une transition Raman à deux photons (au lieu d'un photon micro-onde). Les impulsions sont réalisées avec une paire de faisceaux co-propageant (en obstruant le miroir de rétro-réflexion). Cette configuration n'est pas sensible aux effets inertiels des atomes et est donc plus facile à mettre en œuvre. Elle permet également de tester simplement la stabilité du système laser.

Les premières franges de Ramsey furent réalisées pour la première fois en septembre 2012 au laboratoire puis dans l'avion en 0g et 1g lors des campagnes d'octobre 2012 et de juin 2013. Lors de ces campagnes de vol, nous avons réussi à réaliser des franges de Ramsey en micro-pesanteur jusqu'à un temps d'interrogation $T = 20\,\text{ms}$

avec un rapport signal sur bruit $SNR \approx 6$. La réalisation d'un interféromètre de Ramsey en micro-pesanteur a permis de confirmer la robustesse du banc laser Potassium.

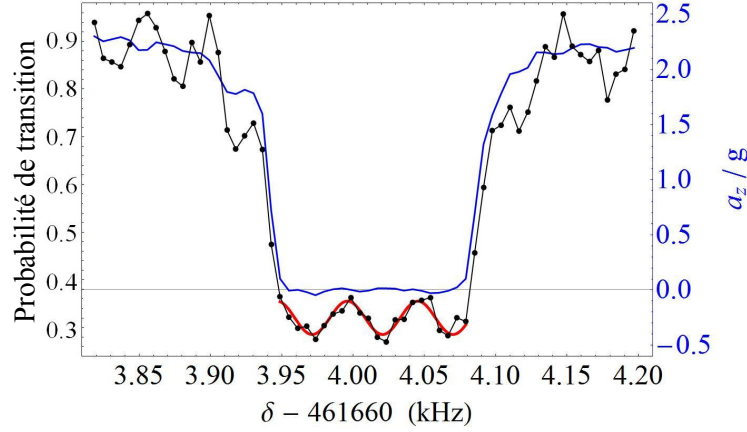


Figure 4.11 Franges de Ramsey Potassium obtenues en vol lors de la campagne de vol de juin 2013 sur l'axe Y. On a $T = 20$ ms.

Après l'obtention de franges co-propageantes, nous nous sommes concentrés sur les franges contra-propageantes. Nous avons rencontré beaucoup de difficultés pour réaliser ces dernières. Nous avons tout d'abord essayé d'améliorer la température des atomes en sortie de la mélasse ($T \sim 35 - 40 \mu K$), ainsi que le nombre d'atomes, sans succès. Le second point fut le désaccord des faisceaux Raman pour limiter l'émission spontanée. En effet, l'écart en fréquence de la structure hyperfine de l'état fondamental du Potassium 39 est très petit comparé à celui du Rubidium 87 (462 MHz contre 6.8 GHz). L'émission spontanée lors de la transition Raman, négligeable sur Rubidium, peut donc devenir un problème sur Potassium. Ainsi, nous avons commencé avec un désaccord dans le rouge $\delta_{Raman} \approx 300$ MHz inférieur à la fréquence d'horloge $\nu_{HFS} = 460$ MHz, puis avec un désaccord dans le bleu de la transition d'environ 300 MHz. Il s'est avéré que l'émission spontanée était plus faible en désaccordant au maximum les faisceaux Raman dans le rouge avec $\delta_{Raman} \approx 700$ MHz, désaccord maximal alloué par l'électronique d'asservissement à cette période.

Malgré ces efforts, la mise en place du nouveau système de contrôle et l'installation d'une nouvelle carte d'acquisition plus rapide, nous ne sommes pas parvenus à réaliser de franges contra-propageantes. Les principales limitations (la température des atomes, la non-homogénéité du champ magnétique, les défauts d'alignements,...) étaient dues en grande partie au dispositif expérimental. Nous avons alors décidé de passer sur le nouveau dispositif, qui était prêt à être intégré sur l'expérience. Le

temps passé sur Potassium nous a permis de cibler les différents éléments critiques à la réalisation d'un interféromètre Potassium, nous permettant de préparer idéalement la nouvelle enceinte à vide.

4.2.2 Gravimètre Potassium

La première étape fut le refroidissement des atomes de Potassium. En utilisant une séquence similaire à celle de l'ancien dispositif, nous avons pu atteindre une température de $20\text{ }\mu\text{K}$ comme expliqué dans la section 3.2. La préparation des atomes fut plus complexe que sur Rubidium, en grande partie dû à l'impossibilité de réaliser une transition micro-onde et à la difficulté de réaliser le faisceau dépompeur. C'est finalement en février 2014 que les premières franges contra-propageantes furent réalisées.

Des franges de Ramsey aux franges contra-propageantes

Comme précédemment, nous avons commencé par la réalisation d'un interféromètre de Ramsey. Cette étape est importante, elle nous permet de tester l'agilité en fréquence des lasers et leur stabilité. Certaines modifications furent notamment apportées sur l'électronique d'asservissement de façon à pouvoir réaliser des sauts de fréquences supérieurs au GHz après doublage, permettant ainsi de désaccorder les faisceaux Raman jusqu'à environ 1.3 GHz dans le rouge de la transition.

Nous avons ainsi réalisé des franges de Ramsey avec $T = 30\text{ ms}$ (Fig. 4.12). Avec un temps d'interrogation supérieur, les atomes se retrouvent en dehors de la zone de détection de la photodiode, provoquant une perte du signal.

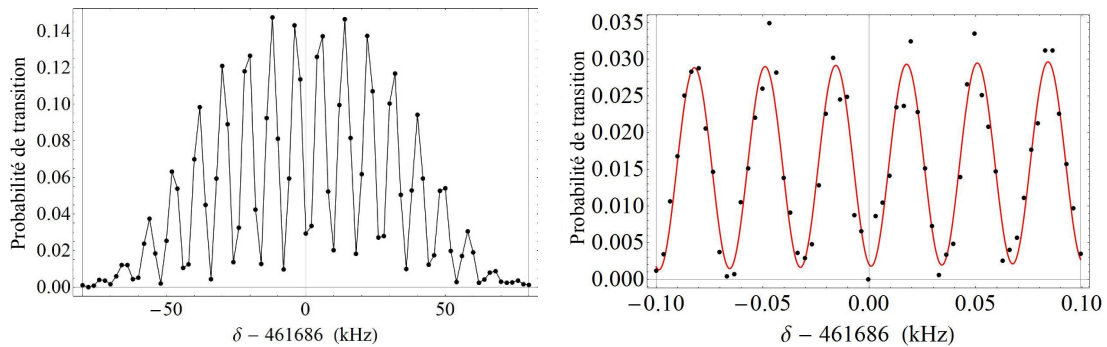


Figure 4.12 *A gauche, franges de Ramsey Potassium obtenues au laboratoire sur l'axe Z avec $T = 100\text{ }\mu\text{s}$. À droite, franges obtenues dans les mêmes conditions avec $T = 30\text{ ms}$, le contraste est plus faible suite à la chute des atomes hors de l'angle solide de détection de la photodiode.*

Nous nous sommes ensuite logiquement concentrés sur les transitions Raman contra-propageantes. Si le gain apporté par le nouveau dispositif sur les franges de Ramsey est conséquent, il nous a surtout permis de réaliser les franges d'interférences contra-propageantes Potassium pour la première fois.

Outre le nouveau montage expérimental en lui-même, la mise en place de la nouvelle photodiode à avalanche, plus sensible, fut décisive pour la détection du Potassium et nous a permis d'augmenter grandement notre signal.

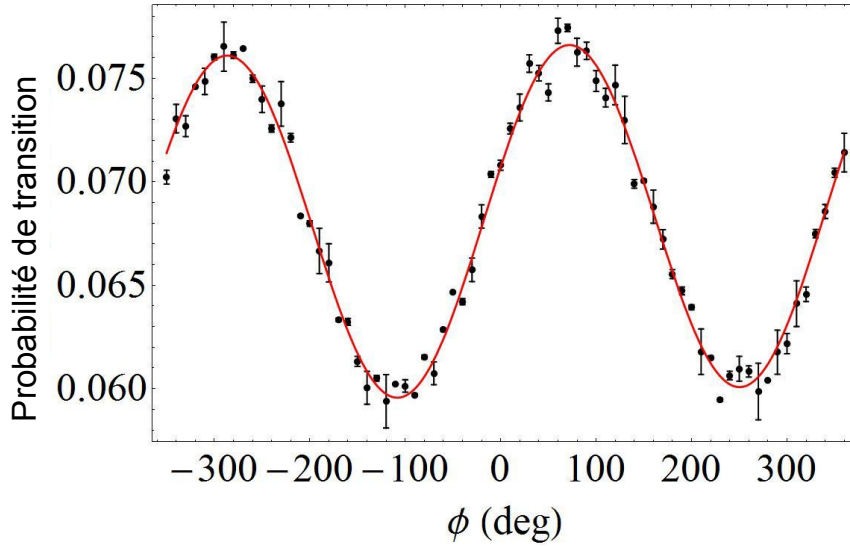


Figure 4.13 Une des premières franges d'interférences contra-propageantes obtenues, avec $T = 100 \mu\text{s}$ pour un $\text{SNR} = 25$ (moyennage : $\times 2$). Le faisceau Raman est dirigé selon l'axe Z

La figure 4.13 représente les premières franges obtenues avec l'interféromètre ^{39}K . Elles ont été obtenues par sauts de phase, pour un temps d'interrogation $T = 100 \mu\text{s}$. Les impulsions $\pi/2$ et π ont une durée de $5.5 \mu\text{s}$ et $12 \mu\text{s}$ respectivement. Le rapport signal sur bruit calculé à partir de l'ajustement donne une valeur de $\text{SNR} = 25$, avec un moyennage des données égal à deux.

Discussion des résultats du gravimètre ^{39}K

Afin de réaliser de plus longs temps d'interrogation, nous avons mis en place la rampe de fréquence permettant compenser l'effet Doppler, d'une valeur $\alpha_K = 25850 \text{ kHz/s}$. On balaye ainsi la valeur de la rampe α_K en ajoutant (ou retranchant) un incrément d'une valeur $\delta\alpha$ qui doit être ajustée, en fonction du temps d'interrogation T , afin d'avoir la résolution suffisante pour imager les franges (on utilise normalement $\delta\alpha = 50 \text{ kHz}$ pour $T = 1 \text{ ms}$ et $\delta\alpha = 5 \text{ kHz}$ par exemple).

Les premières données acquises ont révélé que la DDS Potassium (modèle différent de celle utilisée sur Rubidium) qui permet la génération de la seconde fréquence

Raman (par l'intermédiaire du MAO double passage), n'est pas adaptée aux mesures de gravité. Elle ne permet d'incrémenter la rampe de fréquence que d'une valeur $\delta\alpha \approx 150 \text{ kHz/s}$.

Pour pallier à ce problème, le signal en sortie de la DDS est fixé à 160 MHz, et mixé avec au signal sortie d'un générateur de fonction (Agilent 33250A) à 70 MHz (le 10 MHz issu du quartz est connecté à l'entrée de ce dernier comme référence). En sortie, nous avons placé un filtre passe-bande et un amplificateur 10 dB afin d'éviter des raies parasites et avoir la puissance nécessaire en entrée du second amplificateur 30 dB, le signal est ensuite envoyé au MAO double passage. Le générateur de fonction nous permet ainsi de balayer la pente de la rampe de fréquence avec une résolution suffisante pour échantillonner correctement les franges d'interférences comme le montre la figure 4.14.

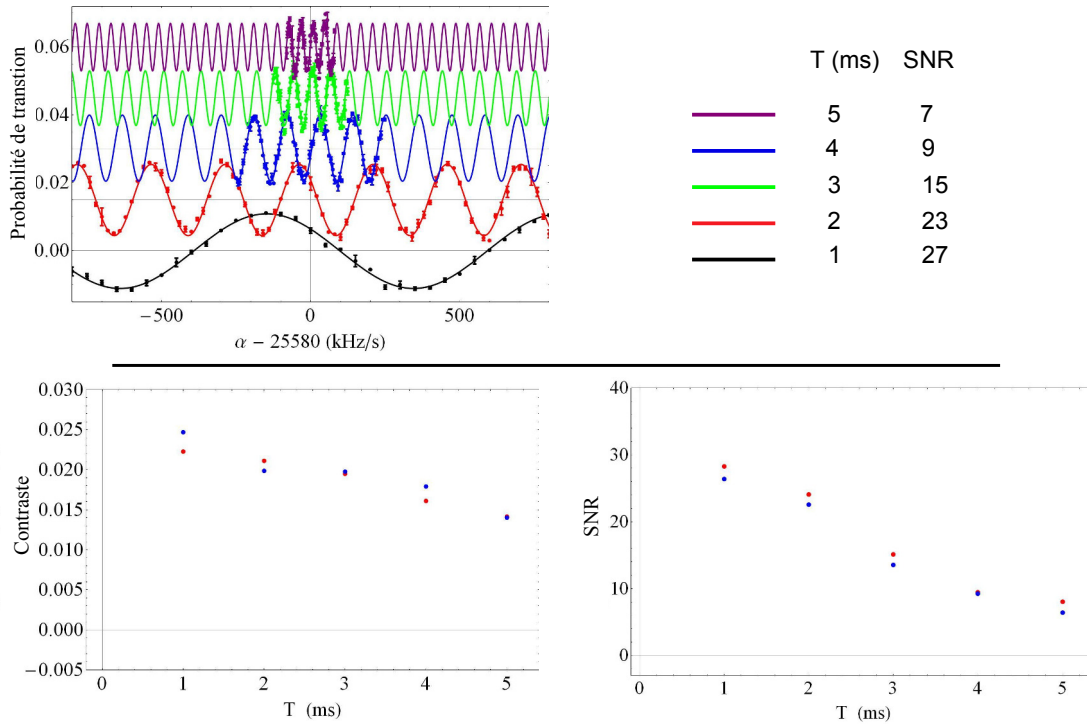


Figure 4.14 Franges d'interférences en balayant la rampe de fréquence ($+k_{eff}$) afin de compenser l'effet Doppler avec des temps d'interrogation T allant jusqu'à 5 ms, la séquence d'interférométrie débute après un temps de vol de 11 ms. Un offset est ajouté à chaque série de franges afin de rendre la figure plus lisible. Les deux autres graphiques représentent le contraste et le SNR des franges en fonction de T pour chacune des deux paires Raman.

La figure 4.14 représente un ensemble de franges contra-propageantes pour différents temps d'interrogation T allant de 1 à 5 ms, les données sont ici moyennées deux fois (ce qui n'était pas le cas avec les données acquises sur l'interféromètre

Rubidium). Les franges présentent un rapport signal à bruit environ deux fois plus faible que sur Rb. Le contraste, quant à lui est bien plus faible, notamment dû au dépompage rapide des atomes lors de la détection de la population en $|F = 2\rangle$ et aux sous-niveaux Zeeman que nous n'avons pas réussi à éliminer (voir Chap. 3.2.3). En effet, ces derniers ne participent pas à l'interféromètre mais contribuent au signal de détection.

De plus, à cause de la température relativement élevée des atomes, la distribution en vitesse des atomes est plus large que sur Rubidium. Cela est facilement observable via une spectroscopie Raman (voir Fig. 4.15) où l'écart type de l'ajustement gaussien est de l'ordre de ~ 250 KHz (contre ~ 90 KHz pour Rb).

En configuration gravimètre, on effectue donc un temps de vol avant la séquence d'interférométrie d'une durée supérieure à celle utilisée sur Rb, afin que les conditions de résonance Raman pour les deux paires de faisceaux ($\pm k_{eff}$) soient bien séparées et indépendantes. Or l'augmentation du temps de vol a également pour conséquence une baisse notable du contraste comme on peut le voir sur la figure 4.15, les atomes tombant en dehors de la zone de détection de la photodiode (relativement petite dans le cas de la photodiode à avalanche). Cette température implique également l'augmentation du biais Raman afin de suffisamment séparer les sous-niveaux Zeeman pour qu'ils ne contribuent pas à l'interféromètre.

On remarque également sur la figure 4.14 que le rapport signal sur bruit semble chuter plus rapidement que le contraste à l'instar de l'interféromètre Rubidium (Fig. 4.10). Cette chute, tout comme sur l'interféromètre Rb, est due aux vibrations présentes dans le laboratoire qui entraînent un bruit de phase dégradant le rapport signal sur bruit.

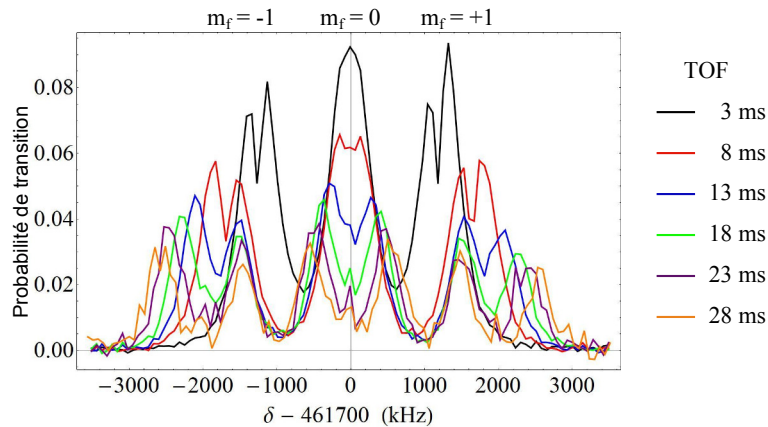


Figure 4.15 Spectre de transition Raman contra-propagantes pour différents temps de vol (TOF). A faible temps de vol les deux interféromètres pour chacun des m_f ne sont pas discernables, il est nécessaire d'attendre environ 18 ms avant de lancer la phase d'interférométrie (contre ~ 10 ms pour Rubidium). La baisse de contraste s'explique notamment par la chute des atomes en dehors de la zone de détection de la photodiode

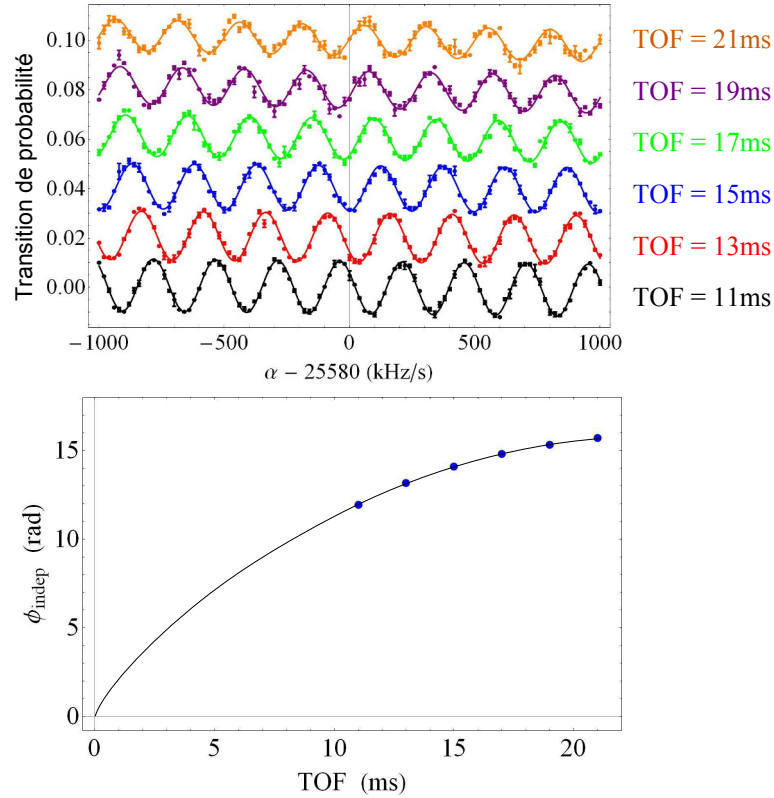


Figure 4.16 *a)* Le graphique du haut représente des franges d'interférences avec $T = 2$ ms pour différents temps de vol allant de 11 à 21 ms. Un offset a été rajouté à chaque courbes afin de rendre la figure plus lisibles. *b)* Déphasage estimé en fonction du temps de vol.

Afin d'avoir une mesure de g , il est nécessaire d'identifier la frange centrale, indépendante de T . Or tout comme sur Rubidium, on observe un déphasage sur les franges. Ce déphasage dépend du temps de vol (TOF), avant la séquence d'interférométrie comme le montre la figure 4.16, mais également du temps d'interrogation T comme le montre les figures 4.17 et 4.18.

Déphasage en fonction du temps de vol (TOF) La figure 4.16-a) représente des franges d'interférences ($T = 2$ ms, rampe $+\vec{k}_{\text{eff}}$) pour différents temps de vol allant de 11 à 21 ms, ce qui nous permet d'observer le déphasage.

En se servant de la symétrie des deux interféromètres, nous avons vu qu'il était possible de supprimer ou d'isoler la composante du déphasage Φ_{indep} indépendante du sens de \vec{k}_{eff} . On a ainsi tracé son évolution en fonction de TOF (Fig. 4.16-b). Ce déphasage n'est pas linéaire mais par extrapolation on peut estimer sa valeur exacte à un temps de vol déterminé. Il atteint plus de 10 radians après 10 ms de temps de vol (pour $T = 2$ ms) et environ 16 radians après 15 ms de temps de vol.

Déphasage en fonction de T Si le déphasage évolue en fonction de TOF, il évolue également en fonction du temps d'interrogation T comme l'indique les figures 4.14 et 4.17. Sur cette dernière, il est représenté des séries de franges contra-propageantes pour différents temps d'interrogation T allant de 2 à 5 ms, pour chacune des deux paires de faisceaux. Seulement, il est difficile sur ces 4 séries de franges d'estimer correctement le déphasage Φ_{indep} car celui-ci semble supérieur à 2π à chaque augmentation de T .

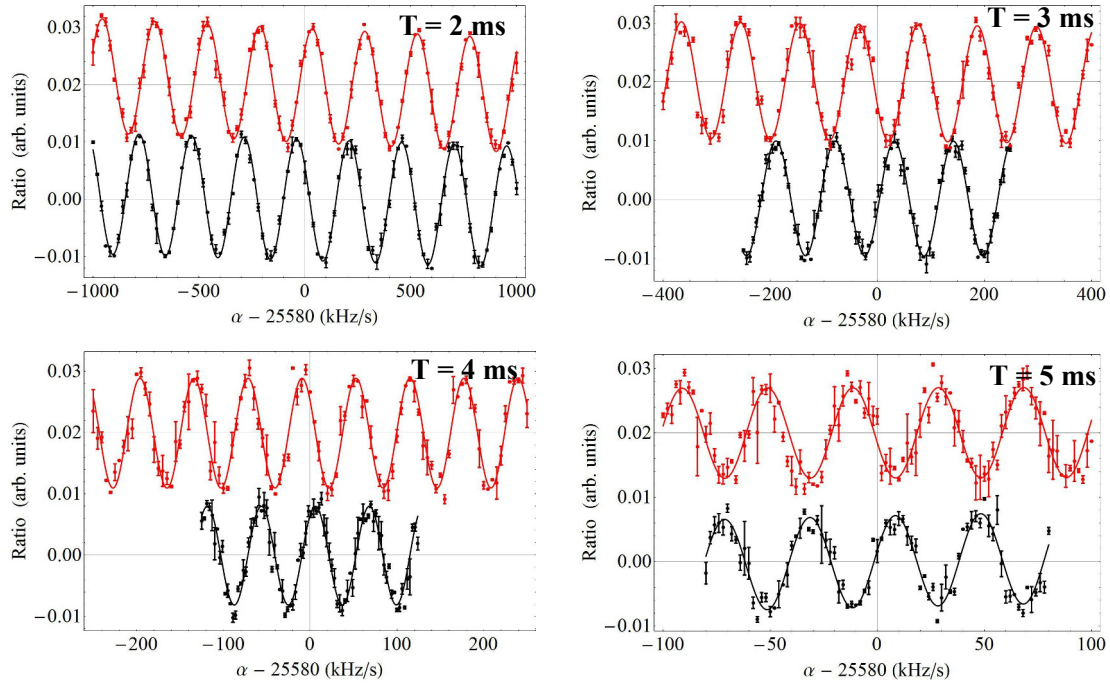


Figure 4.17 Séries de franges contra-propageantes pour différents temps d'interrogation de 2 à 5 ms pour chacune des deux paires ramans. En noir est représentée la rampe positive ($+\tilde{k}_{eff}$) et en rouge, l'opposée ($-\tilde{k}_{eff}$). Le Temps de vol vaut ici $TOF = 11$ ms.

En ce sens, plusieurs séries de mesures furent réalisées en augmentant la durée T par petites étapes pour chacune des deux paires Raman de façon à suivre correctement le déphasage Φ_{indep} moyen. Il est représenté par les points bleus sur la figure 4.18. À titre de comparaison, j'ai également inclus le déphasage observé sur Rubidium en rouge. Ces deux mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions (blindage fermé, même temps de vol,...). Il convient de noter que dans le cas du Rubidium, le déphasage dû au déplacement lumineux est compensé (en jouant sur le rapport I_2/I_1), ce qui n'est pas le cas pour Potassium.

En effet, la structure hyperfine de l'état fondamental du Potassium $39 \nu_{HFS} = 469$ MHz rend la compensation plus difficile. Le désaccord des faisceaux Raman est $\Delta_{Raman} = 1.3$ GHz, on a donc $\Delta_{Raman} > \nu_{HFS}$ et il devient alors impossible de compenser le déplacement lumineux en jouant simplement sur le rapport d'intensité des deux fréquences Raman I_2/I_1 . La solution serait d'éclairer les atomes avec une troi-

sième source laser, accordée de telle façon à compenser le déplacement lumineux.

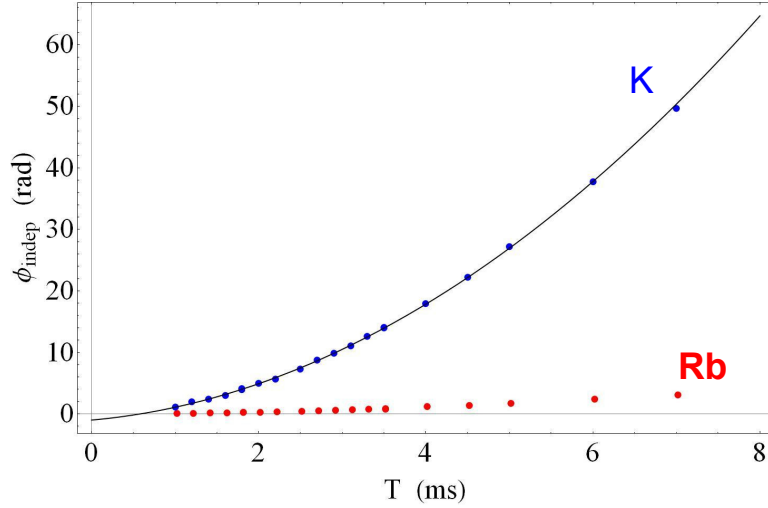


Figure 4.18 Déphasage Φ_{indep} moyen mesuré pour le Potassium (en bleu) et le Rubidium (en rouge) après compensation du déplacement lumineux pour ce dernier. On observe un déphasage important surtout dû à un gradient magnétique au sein de la chambre à vide. Le temps de vol TOF avant la première impulsion Raman est le même pour les deux interféromètre et est égal à 5 ms.

On observe une importante différence du déphasage entre les deux atomes. Il semble que la principale source de déphasage observable sur la figure 4.18 provienne de l'effet Zeeman quadratique. En effet, l'écart hyperfin de l'état fondamental du Potassium $\nu_{HFS}(^{39}\text{K}) \approx 460 \text{ MHz}$ est environ quinze fois plus faible que celui du Rubidium $\nu_{HFS}(^{87}\text{Rb}) \approx 6.8 \text{ GHz}$, on s'attend donc à un déplacement fréquentiel dû à l'effet Zeeman quadratique (voir Eq. 4.4) quinze fois plus important. Cela semble se vérifier sur la mesure effectuée : après un temps d'interrogation de 7 ms, on observe un déphasage d'environ ~ 3 radians pour le Rubidium et d'environ ~ 50 radians pour le Potassium. La différence est très proche d'un facteur 15, ce qui semble indiquer que la majorité du déphasage observé provient d'un gradient magnétique au niveau des atomes.

Il nous est difficile d'estimer le gradient magnétique exact présent au niveau des atomes. En effet, nous avons pu identifier qu'il est la somme d'un effet temporel et d'un effet spatial. Le premier est dû aux courants de Foucault circulant dans le dispositif expérimental après l'extinction des bobines. Le second est dû à des champs magnétiques parasites provoquant des gradients de champs magnétiques à l'intérieur de l'enceinte.

4.2.3 Synthèse des avancées sur Potassium

La réalisation de l'interféromètre ^{39}K fut possible en portant une attention particulière à certains éléments essentiels tels que la largeur de raie des lasers, le champ magnétique, ou un bon contrôle des différents faisceaux de refroidissement et Raman. L'installation de la nouvelle enceinte a ainsi été décisive dans l'obtention de celui-ci. L'étape suivante consistera à déterminer l'origine de ce gradient magnétique de façon à le compenser correctement. Une fois celui-ci compensé, nous pourrions observer le déphasage induit par le déplacement lumineux et le compenser avec l'ajout d'un troisième laser.

La mesure présentée sur la figure 4.18 nous a permis d'estimer correctement le déphasage et d'avoir une première mesure de g donnée par l'interféromètre Potassium. La mesure avec la meilleure sensibilité par coup donne $g = 9.80559 \pm 2.3 \times 10^{-4}$, pour $T=4\text{ ms}$ en moyennant 2 fois. On a donc environ un facteur 10 sur la sensibilité par coup de la mesure de g entre l'interféromètre Rubidium et l'interféromètre Potassium.

Par conséquent, on s'attend à ce que l'interféromètre Potassium soit le paramètre limitant sur une future mesure du test du principe d'équivalence.

La mise en place et la réalisation des interféromètres ^{39}K et ^{87}Rb sur le nouveau dispositif en laboratoire achevées, nous nous sommes ensuite tournés vers le fonctionnement de ces deux interféromètres en milieu bruité.

4.3 Corrélations et interféromètre hybride

Les interféromètres atomiques ont une très grande sensibilité aux accélérations, et nécessitent normalement un système d'isolation passif ou actif pour limiter l'influence des vibrations.

Notre dispositif évolue dans l'avion $0g$, dans lequel l'expérience est justement soumise à d'importantes variations d'accélération. Les variations ayant des fréquences supérieures à 10 Hz sont essentiellement générées par les moteurs. Les fréquences inférieures à 10 Hz sont principalement dues aux mouvements de l'avion au sein de différentes masses d'air et à l'action des pilotes sur l'attitude de l'appareil. Dans l'avion, elles ont une amplitude relativement élevée ($\delta a \approx 0.5\text{ m.s}^{-2}$).

L'interféromètre atomique (IA) est particulièrement sensible aux fluctuations d'accélération ayant une fréquence inférieure à $1/T$. À titre d'exemple, pour un temps d'interrogation faible $T = 1\text{ ms}$, les fluctuations de phase engendrées par δa valent approximativement $\delta\Phi \sim k_{eff}T^2\delta a \approx 8\text{ rad}$. Il est alors impossible de connaître la demie-frange sur laquelle l'interféromètre opère. On se retrouve en effet en dehors

de la zone de réciprocity de l'interféromètre, dont la réponse $P \propto \cos\Phi$ est non bijective pour des variations de phase $\delta\Phi$ supérieures à π .

Les franges ainsi balayées par les vibrations rendent le déphasage aléatoire et inconnu pour chaque itération de mesure, résultant ainsi en un brouillage des franges et ne nous permettant pas de remonter à l'accélération. Afin d'éviter ce problème dans un tel environnement, nous avons développé une méthode pour s'affranchir du problème.

4.3.1 Corrélations

Le problème décrit ci-dessus provient du mouvement du miroir dû aux fluctuations d'accélération de l'avion par rapport aux atomes. L'idée est d'utiliser un second accéléromètre. Cet accéléromètre mécanique (AM) est fixé à l'arrière du miroir de réflexion des faisceaux Raman, et enregistre un signal d'accélération $a_{AM}(t)$ correspondant aux déplacements du miroir.

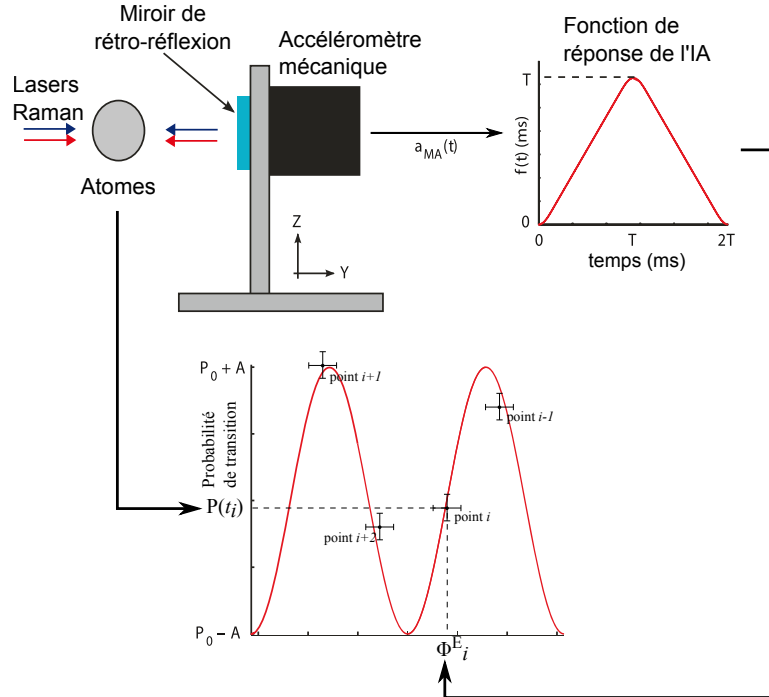


Figure 4.19 Schéma représentant la méthode de reconstruction des franges par la méthode des corrélations entre l'accéléromètre mécanique et l'interféromètre atomique. À chaque itération correspond un couple (P_i, Φ_i) qui est reporté sur le graphique. La position de chaque point est entachée d'une incertitude (σ_P, σ_Φ) . Ici l'axe des faisceaux Raman est orienté sur l'axe Y , mais le raisonnement est valable quelque-soit l'axe choisi.

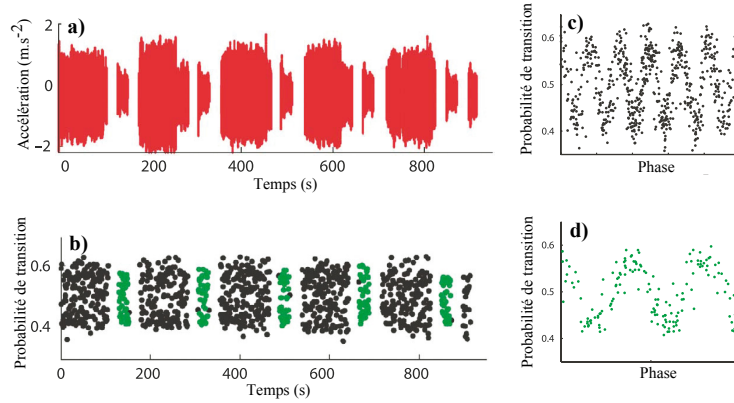


Figure 4.20 (a) Signal d'accélération enregistré par l'accéléromètre mécanique sur l'axe Y durant les phases de 1g et de 0g (le signal acquis durant les phases de 2g a été supprimé). (b) Mesures de probabilité de transition de l'interféromètre atomique pour un temps d'interrogation $2T = 3$ ms. Les points noirs et verts correspondent aux phases de 1g et 0g respectivement. (c,d) Corrélations des deux signaux précédents pendant les phases de 1g et de 0g. Cela montre que le signal de l'interféromètre atomique contient bien une information sur l'accélération de l'avion.

En effet, en enregistrant l'accélération $a_{AM}(t)$ du miroir Raman pendant la séquence d'interférométrie, il est possible de calculer le déphasage Φ_E estimé par cet AM via la fonction de sensibilité f de l'interféromètre atomique (IA) :

$$\Phi_E = k_{eff} \int_{t_0}^{t_0+2T} f(t - t_0) a_{AM}(t) dt \quad (4.5)$$

On obtient ainsi, à chaque cycle expérimental, une phase estimée Φ_E^i donnée par l'AM que l'on vient comparer au signal de l'IA P_i , donnant un couple (P_i, Φ_E^i) . La phase Φ_E est ainsi corrélée avec la mesure de probabilité de transition comme décrit sur la figure 4.19 :

$$P_i = P_0 - A \cos(\Phi_E^i). \quad (4.6)$$

Si aucune erreur ne vient entacher la mesure de P et Φ_E , les points doivent se répartir sur la sinusoïde et ainsi reconstruire les franges d'interférence.

La figure 4.20 montre le résultat d'une telle corrélation. À partir du signal $a_{AM}(t)$ de l'AM (a), et de la probabilité de transition P (b), il est possible de reconstruire les franges d'interférences (c,d). Ces mesures ont été réalisées dans l'avion en vol en 1g (points noirs) et en 0g (points verts).

Les franges obtenues par corrélations sont entachées d'une incertitude provenant à la fois de l'interféromètre atomique et de l'accéléromètre mécanique, dont les écarts-types sont notés σ_P et σ_E . Il se traduisent par un bruit d'amplitude et un bruit de phase respectivement. L'incertitude sur σ_E provient essentiellement des imperfections

des AM, le bruit de phase de l'IA (bruit de phase des lasers et de la chaîne de fréquence, déplacements lumineux, etc) étant négligeable par rapport à ce dernier dans notre cas. L'incertitude sur σ_P est quant à elle directement reliée aux performances de l'IA (bruit de détection, fluctuations de puissance des lasers, bruit de projection quantique,...).

Pour évaluer leur influence sur les corrélations, nous réalisons un ajustement sinusoïdal sur les points expérimentaux (P_i, Φ_E) . On définit alors le "Facteur de Qualité de Corrélation" (CQF) de la façon suivante :

$$CQF = \frac{2A_c}{\sigma_c}, \quad (4.7)$$

avec A_c et σ_c , l'amplitude de l'ajustement et l'erreur standard de l'ajustement défini par l'écart type de l'ensemble $(P_i - P(\Phi_E))$. Le CQF permet donc de quantifier la qualité des corrélations et contient à la fois le bruit de l'IA et de l'AM. Pour optimiser les corrélations, et donc la sensibilité de l'instrument, il faut donc diminuer au maximum les contributions σ_E et σ_P .

Cette technique de corrélation entre un interféromètre atomique et un accéléromètre mécanique nous permet donc de reconstruire les franges et d'avoir une première estimation des performances de l'ensemble AM + IA. Nous nous en servons notamment pour reconstruire les franges en temps réel, ce qui nous permet de savoir directement si l'interféromètre fonctionne correctement en milieu bruité.

4.3.2 Interféromètre hybride

Les corrélations permettent donc de reconstruire les franges d'interférences brouillées par les fluctuations d'accélération. Elles ne permettent cependant pas de remonter à la mesure de l'accélération acquise par l'interféromètre atomique, ce qui est pourtant indispensable pour des applications de navigations inertielles autonomes ou de gravimétrie embarquée par exemple.

Pour remonter à un signal d'accélération temporel du senseur atomique, l'analyse va se faire en deux temps à la manière d'un vernier, où l'AM permet de réaliser la mesure grossière, et l'IA la mesure fine (Fig.4.21). Le signal d'accélération de l'AM est pondéré par la fonction de réponse de l'IA mais son rôle n'est plus d'indiquer une estimation de la phase mais de simplement déterminer l'indice $n(t_i) = E[\Phi^E(t_i)]/\pi$ de la demie-frange correspondant à l'instant de mesure t_i avec $E[X]$, la partie entière de X . La valeur de l'indice de frange n ne dépend donc que de la mesure délivrée par l'AM et de T , et permet de déterminer la zone de réciprocity sur laquelle l'IA opère.

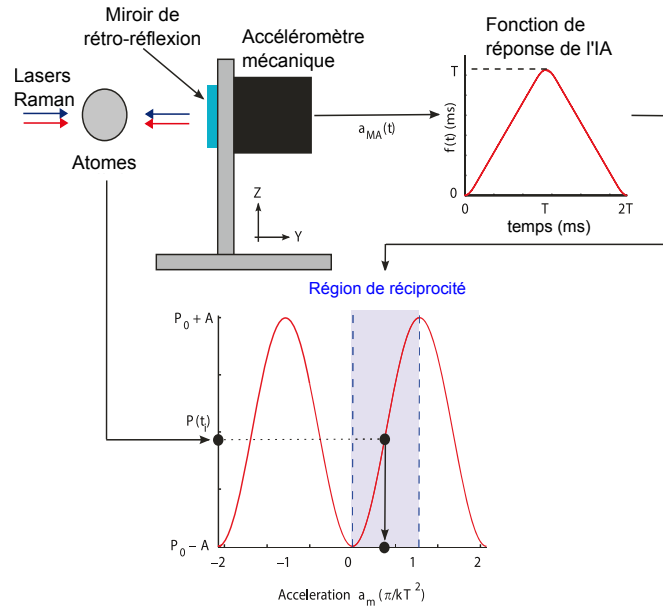


Figure 4.21 Schéma de la méthode permettant de remonter à une mesure d'accélération avec la sensibilité de l'IA. Le rôle de l'AM est de simplement déterminer la demi-frange. L'accélération est ensuite calculée directement à partir de la probabilité de transition mesurée en sortie de l'IA. Pour une application de navigation universelle, il est nécessaire d'effectuer cette mesure sur trois axes orthogonaux.

Une fois la demi-frange définie, on se sert de la mesure de probabilité de transition $P(t_i)$ afin de calculer finement l'accélération $\tilde{a}(t_i)$ à l'intérieur de cette demi-frange :

$$\tilde{a}(t_i) = \frac{1}{S} \arccos \left[\frac{P_0 - P(t_i)}{A} \right], \quad (4.8)$$

avec S le facteur d'échelle de l'IA (Voir Eq. 1.40). Ainsi, l'accélération totale $a_m(t_i)$ est donnée par :

$$a_m(t_i) = \begin{cases} n(t_i)a_R + \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est pair,} \\ (n(t_i) + 1)a_R - \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est impair.} \end{cases} \quad (4.9)$$

avec $a_R = \pi/S$ l'accélération d'une zone de réciprocity.

Le déroulement de la mesure d'accélération de l'interféromètre hybride est détaillée sur la figure 4.22. Sur le graphique (a), on retrouve sur la courbe rouge, le signal enregistré par les accéléromètres mécaniques filtré par la fonction de réponse de l'interféromètre atomique. Le signal est échantillonné aux différents instants de mesures représentées par les droites vertes, et permet ainsi de déterminer la zone de réciprocity (ou demi-frange) représentée par les lignes en pointillés bleus. Le signal

noir représente l'indice $n(t_i)$ de la demie-frange, correspondant à la mesure grossière de l'accélération donnée par $n(t_i)a_R$

On utilise l'IA pour avoir une mesure fine de l'accélération $\tilde{a}(t_i)$ au sein d'une zone de réciprocité (graphique b).

Enfin la valeur finale de l'accélération $a_m(t_i)$ est obtenue via l'équation 4.9 (graphique c). Le graphique d) représente le mesure d'accélération obtenue par l'interféromètre hybride pendant un vol.

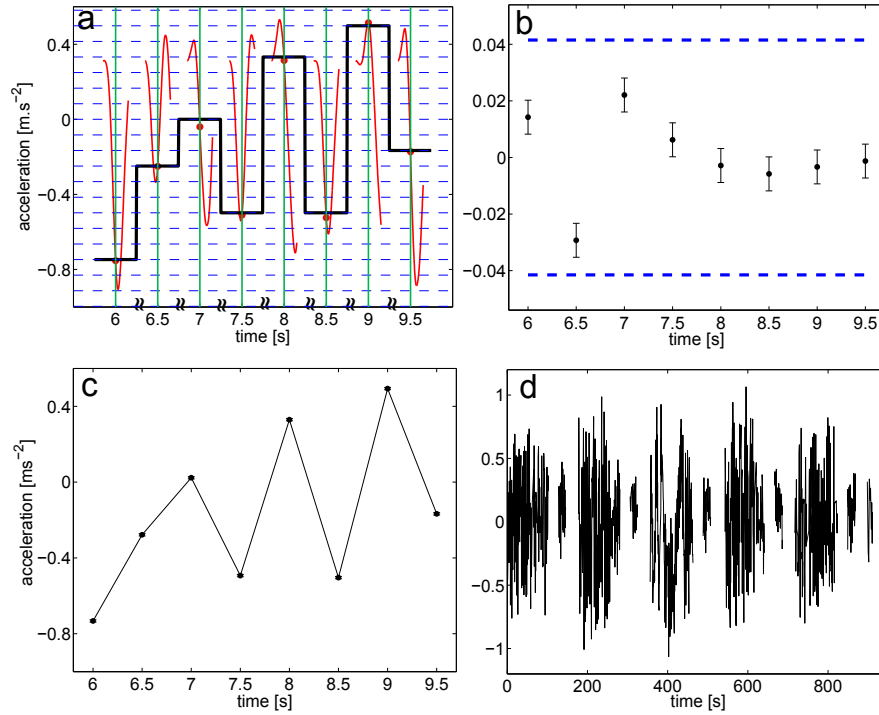


Figure 4.22 Déroulement de la mesure de l'accéléromètre hybride. **a)** La courbe rouge représente le signal enregistré par l'AM et filtré par la fonction de réponse de l'IA. Le signal est échantillonné (points rouges) aux différents instants de mesure (lignes vertes), permettant ainsi de repérer la bonne zone de réciprocité représentée par les lignes pointillées bleues. On obtient ainsi une première mesure grossière de l'accélération (courbe noire). **b)** L'IA est utilisé afin d'accéder à une mesure fine de l'accélération à l'intérieur d'une zone de réciprocité. **c)** Enfin la valeur finale de l'accélération est obtenue par la somme des deux valeurs précédentes. **d)** Mesure d'accélération obtenue grâce à l'interféromètre hybride dans l'avion pendant le vol.

4.3.3 Estimation des performances de l'accéléromètre hybride

Principe de la méthode BAT

Comme expliqué dans le paragraphe 4.3.1, le CQF ne permet pas d'estimer la sensibilité de l'interféromètre atomique, car il contient également le bruit dû à l'AM. Afin de pouvoir quantifier la contribution de σ_P indépendamment de σ_E , la méthode dite "BAT" fut mise en place par les précédents doctorants [Geiger 11a, Menoret 12].

Cette méthode consiste à calculer la densité de probabilité des mesures de l'IA, et d'ajuster les données avec une fonction décrivant la densité de probabilité d'un cosinus (donnant l'amplitude A et l'offset P_0) convoluée par une fonction gaussienne dont l'écart type nous donne σ_P . On peut voir sur la figure 4.23, la méthode BAT mise en œuvre sur deux ensemble de données, permettant d'extraire les valeurs A , P_0 et σ_P .

De cette façon, il est possible de mesurer directement σ_P et de calculer le rapport signal sur bruit ($\text{SNR} = 2A/\sigma_P$) de l'IA, indépendamment du bruit engendré par les accéléromètres mécaniques.

Sur la figure 4.23, on observe qu'en l'absence de bruit de phase, le CQF délivre une valeur très proche du SNR. En présence de bruit de phase σ_E , le CQF ne permet plus d'estimer la vraie valeur du SNR de l'interféromètre atomique, contrairement à la méthode BAT qui estime une valeur du SNR proche de la valeur théorique $2A/\sigma_P = 20$.

L'intérêt de la méthode BAT repose donc dans sa capacité à isoler le bruit d'amplitude σ_P de l'interféromètre atomique du bruit de phase σ_E . Cependant, si celui-ci est principalement généré par les accéléromètres mécaniques, il comprend également le bruit de phase de l'IA telles que les fluctuations de phase des lasers Raman par exemple. Ce bruit de phase de l'IA est aussi rejeté par la méthode BAT.

Dans le cas de notre expérience, ces bruits sont négligeables par rapport au bruit de détection (bruit d'amplitude). On peut ainsi considérer que la méthode BAT donne une estimation correcte du SNR pour calculer la sensibilité de l'interféromètre atomique.

Enfin, cette technique demande un nombre de points importants (>300) afin qu'elle puisse converger convenablement et donner une valeur de A et σ_P cohérente. Pour plus d'informations on pourra se reporter aux thèses de Rémi Geiger et Vincent Menoret [Geiger 11a, Menoret 12] qui traitent ce sujet plus en détails.

Rôle de l'AM sur les performances du senseur hybride

Si la méthode BAT permet d'isoler et d'estimer les performances intrinsèques de l'interféromètre atomique indépendamment de l'AM, il est cependant nécessaire de prendre en compte les performances de ce dernier pour calculer la précision de la

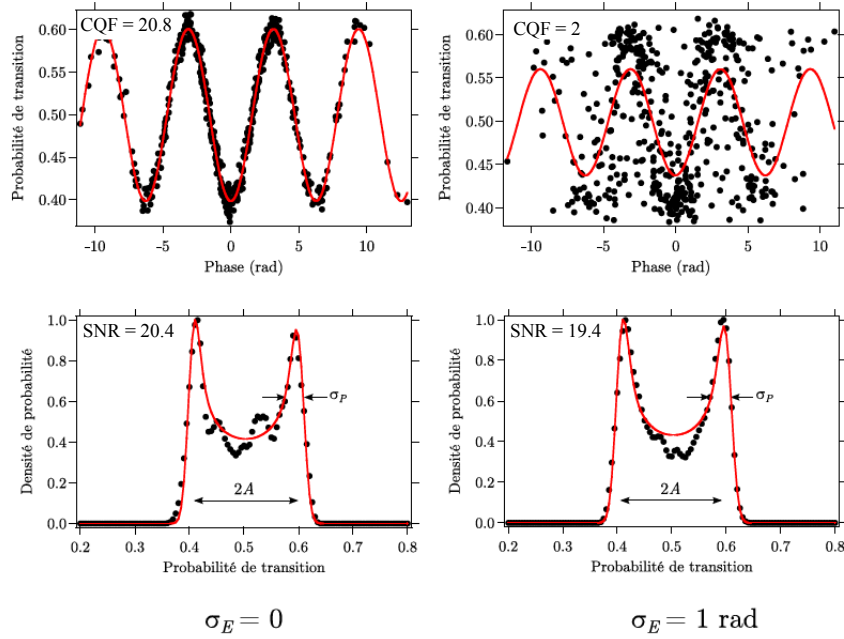


Figure 4.23 Méthode BAT sur des simulations avec $P_0 = 0.5$ et $A = 0.1$. Le bruit d'amplitude est caractérisé par A/σ_P . À gauche, aucun bruit de phase n'est ajouté, on a $SNR \approx CQF$. À droite, un bruit de phase $\sigma_E = 1$ rad a été ajouté. La valeur du CQF chute et fait diminuer l'amplitude de l'ajustement, alors que la valeur du SNR est peu impacté. (Figure tirée de [Menoret 12])

mesure d'accélération effectuée par le senseur hybride. En effet, l'accéléromètre mécanique Colibrys que nous possédons n'est pas parfait et peut amener une erreur sur la détermination de la demie-frange entrainant alors un biais sur la mesure d'accélération.

Afin de limiter ces erreurs, il est indispensable de connaître précisément le facteur d'échelle de l'AM en V/g (associant le signal de sortie en V à une valeur d'accélération), ainsi que son biais de mesure. Une petite erreur sur le premier paramètre entraine une erreur sur la période des franges de corrélations ou sur la détermination de la demie frange. Une erreur sur le second paramètre entrainera un décalage des franges.

Il faut également prendre en compte les couplages d'axes internes de l'accéléromètre. En effet, chaque mesure dans une direction entraine une contribution sur un des axes orthogonaux (couplage spécifié à 10^{-5} pour le Colybris). Un couplage d'axe externe peut également apparaître si l'AM n'est pas parfaitement aligné avec le faisceau Raman. Il est alors nécessaire d'enregistrer la mesure d'accélération sur chacun des axes et trouver les bons facteurs de pondérations afin de compenser ces couplages. Les non-linéarités de l'interféromètre (spécifiées $< 0.1\%$ sous 1 g sur une plage de 0 à 1500 Hz) et le bruit propre (< 10 mrad pour $T = 10$ ms) vont également

contribuer à une incertitude sur la phase estimée σ_E . Cette incertitude augmente d'autant plus que T est grand, et l'incertitude σ_E peut devenir de l'ordre de π ce qui entraîne une mesure d'accélération biaisée en sortie du senseur.

Afin de limiter les erreurs sur la détermination de la zone de réciprocité, que l'on peut assimiler à une dégradation de la résolution du senseur hybride, les points trop proches de la limite entre deux demies-franges peuvent être rejetés. La réjection d'une partie des points engendre une dégradation de la sensibilité de la mesure.

La résolution σ_a de l'interféromètre peut ainsi être estimée par la somme quadratique du bruit de l'interféromètre atomique σ_{IA} et du bruit de l'accéléromètre mécanique σ_{MA} :

$$\sigma_a^2 = \sigma_{IA}^2 + \sigma_{MA}^2. \quad (4.10)$$

Le bruit de l'accéléromètre mécanique σ_{MA} est assimilé à l'erreur sur la détermination de la demie-frange et fut calculé dans [Geiger 11a].

4.3.4 Résultats expérimentaux

Après l'élaboration des deux interféromètres Rubidium et Potassium, nous nous sommes concentrés sur les corrélations de façon à faire fonctionner ces derniers dans l'avion.

Nous avons effectué les premières mesures de corrélations sur le gravimètre Rb. De façon à simuler les vibrations présentes dans l'avion, nous avons placé un gros ventilateur près de l'enceinte à vide, les vibrations générées se propageant ainsi dans le bâti. Ce dispositif permet ainsi de reproduire, dans une certaine mesure, les conditions présentes dans l'avion.

Il est très important que l'accéléromètre mécanique soit au maximum solidaire du miroir de façon à corrélérer correctement les deux accéléromètres. Dans le cas contraire, il nous est impossible de reconstruire les franges d'interférences comme le montre la figure 4.24.

À gauche, nous avons les probabilités de transition pour chaque point de mesure, et la densité de probabilité représentée par l'histogramme pour chaque intervalle δP . Malgré le faible nombre de points de mesures ($N=100$), la densité de probabilité semble montrer le profil auquel on s'attend, mais les franges n'ont pu être reconstruites (graphique de droite). Cela signifie que la phase estimée donnée par l'AM est erronée et que les accélérations mesurées par celui-ci ne correspondent donc pas aux accélérations du miroir.

Nous avons donc réalisé une pièce d'interface afin de pouvoir fixer l'accéléromètre mécanique à l'arrière du miroir de rétro réflexion. La figure 4.25 représente donc la même mesure que précédemment, avec l'accéléromètre fixé derrière le miroir

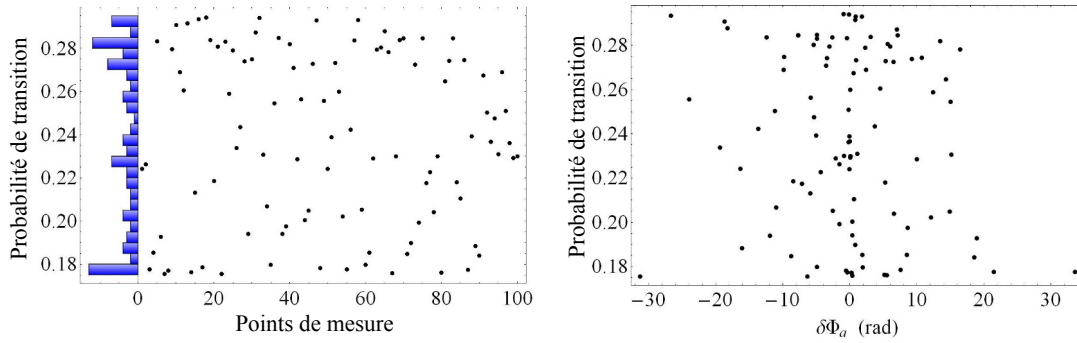


Figure 4.24 *A gauche sont représentés les points de mesures de l'interféromètre atomique ainsi que la densité de probabilité (histogramme) pour un temps d'interrogation $T = 2$ ms. Bien que la quantité de points enregistrés soit faible, on remarque que le profil de l'histogramme correspond au cas où les franges sont complètement brouillées à cause du bruit de phase. Sur le graphique de droite est représentée la probabilité de transition en fonction de la phase estimée par l'accéléromètre mécanique. Aucune frange n'est visible signifiant que la phase estimée par l'AM ne correspond pas aux accélération du miroir.*

de rétro-réflexion, dans l'axe des faisceau Raman pour différents temps d'interrogation. Nous avons réalisé des mesures pour différents temps d'interrogation T , allant de 2 à 10 ms.

Les franges de corrélations sont nettement visibles pour $T = 2, 5$ et 8 ms. Avec des facteurs de qualité de corrélations (CQF) valant 29, 12 et 5 respectivement. Pour $T = 10$ ms, l'ajustement sinusoïdal converge difficilement, nous donnant un $CQF = 1.7$. On remarque cependant que les points s'étalent sur plus de 80 radians et qu'ils ne sont pas uniformément répartis rendant alors difficile l'ajustement sinusoïdal.

La figure 4.26 résume les valeurs de CQF calculées à partir de l'ajustement sinusoïdal en fonction du temps d'interrogation T . On observe que le CQF diminue avec le temps d'interrogation T , cependant les histogrammes présents dans la figure 4.25, représentant la densité de probabilité de points dans un intervalle δP , semblent avoir le bon profil. Il est ici difficile de mettre en oeuvre la méthode BAT compte tenu du faible nombre de points de mesures. Afin de converger convenablement et obtenir une bonne estimation du $SNR = A/\sigma_P$, il est essentiel d'avoir un nombre suffisant de points par intervalle δP , et suffisamment d'intervalles pour estimer correctement σ_P .

Ces résultats préliminaires avaient pour but principal de vérifier le bon fonctionnement des corrélations. Afin de pouvoir isoler le bruit d'amplitude σ_P de l'IA du bruit de phase σ_E de l'AM et réaliser un véritable bilan de performance de l'instrument, il sera nécessaire de faire des mesures avec un plus grand nombre de points

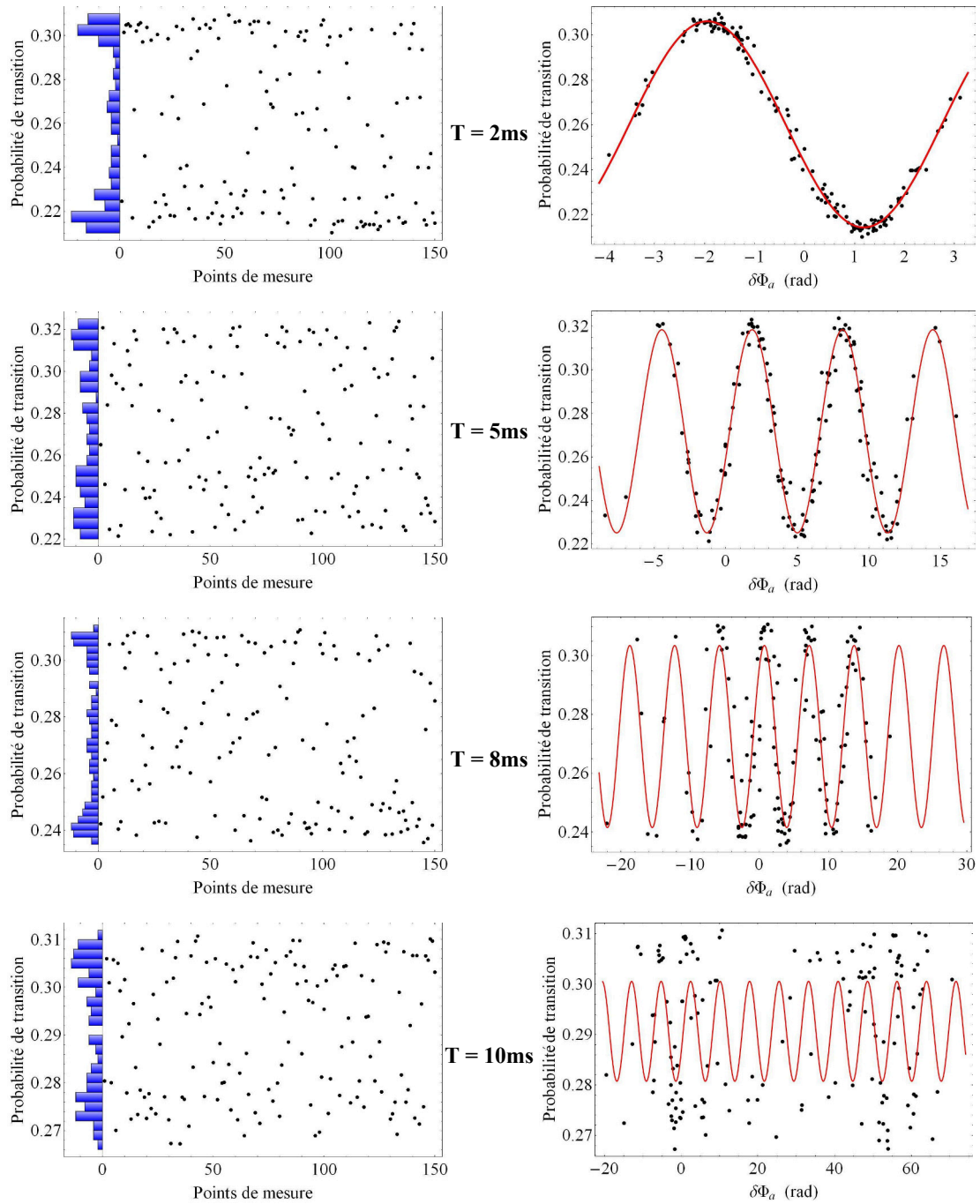


Figure 4.25 Mesure de corrélation effectuée au laboratoire, avec l'AM fixé à l'arrière du miroir de rétro-réflexion Raman pour différents temps d'interrogation. Les franges de corrélations sont alors visibles pour $T = 2, 5$ et 8 ms .

afin que l'étude statistique de la méthode BAT soit viable. On aura, de cette façon, accès au SNR de l'interféromètre atomique et la possibilité de calculer sa sensibilité.

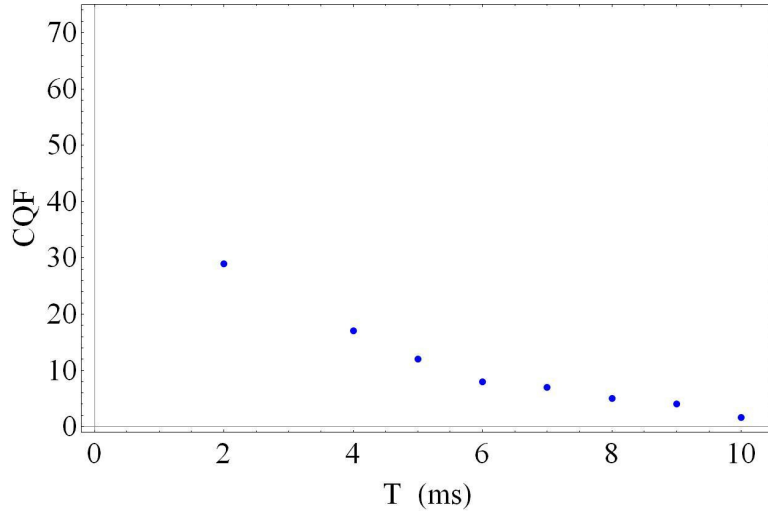


Figure 4.26 Synthèse des facteurs de qualité des corrélations pour différents temps de vol, obtenus sur l'axe Z.

Sur la base de ces résultats, il est tout de même possible de déterminer une limite basse à la sensibilité de l'interféromètre. En effet, le CQF, par définition, est inférieur au rapport signal sur bruit de l'IA (voir Fig. 4.23 au paragraphe 4.3.3). On obtient ainsi, pour $T=8$ ms et un $CQF=5$:

$$\begin{cases} CQF < SNR, \\ \sigma_{IA} = \frac{1}{SNR \times k_{eff} T^2} < \frac{1}{CQF \times k_{eff} T^2} \approx 1.94 \times 10^{-4} \end{cases} \quad (4.11)$$

4.3.5 Conclusion

On remarque une dégradation significative du CQF en fonction du temps d'interrogation. Ces mesures préliminaires ne peuvent déterminer si cette dégradation est due à l'interféromètre atomique ou à l'accéléromètre mécanique. Cependant, en effectuant des mesures avec un nombre suffisant de point (~ 500), nous serons alors capable d'estimer le SNR de l'interféromètre atomique via la méthode BAT.

Si celui-ci change peu avec l'augmentation de T , cela signifiera que la chute du CQF est à imputer à l'accéléromètre mécanique, qui donne une estimation de la phase entachée d'erreurs.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les premiers résultats obtenus sur Rubidium et Potassium avec le nouveau dispositif. La réalisation de l'interféromètre Rubidium fut la première étape et a permis d'entrevoir les possibilités offertes par cette enceinte.

Mais c'est la réalisation de l'interféromètre Potassium qui fut réellement l'étape marquante de cette dernière année de thèse. Malgré les difficultés, et après environ deux ans de travail, nous avons montré qu'il était possible de réaliser un interféromètre Potassium en contrôlant mieux certains paramètres expérimentaux. Les premières estimations de certains effets systématiques ont ainsi permis de donner une valeur de g cohérente.

J'ai également présenté le principe de l'interféromètre hybride et détaillé les premières mesures de corrélations avec l'interféromètre Rubidium sur le nouveau dispositif. Si je n'ai pas pu réaliser les corrélations avec l'interféromètre Potassium durant ma thèse, elles ont été réalisées depuis.

Ainsi, tous les éléments nécessaire à la réalisation d'un interféromètre double espèce dans l'avion sont aujourd'hui réunis, afin de d'effectuer un test du principe d'équivalence en micro-pesanteur.

Vers un test du Principe d'Equivalence en impesanteur

5

La réalisation de l'interféromètre Potassium sur l'expérience nous offre maintenant la possibilité de réaliser un test du principe d'équivalence, tout d'abord au sol, puis en microgravité.

Dans ce chapitre, je vais commencer par une présentation du principe d'équivalence et des enjeux sous-jacents. Après une brève revue de l'état de l'art, je présenterai l'intérêt de réaliser ce test avec un interféromètre atomique et comment nous accédons à la mesure de l'accélération différentielle.

Enfin, si les vols paraboliques nous permettent d'avoir accès à des temps d'interrogations beaucoup plus longs qu'au sol, ils amènent également certaines contraintes dont nous étudierons l'impact sur l'interféromètre différentiel.

5.1 Le principe d'équivalence

5.1.1 Définition

C'est au début du XVII^{ème} siècle que Galilée va poser les bases de ce que l'on appellera plus tard le principe d'équivalence. Il remarque en effet, que les objets tombent selon le même mouvement dans le champ gravitationnel terrestre, et en discute longuement dans son dernier livre : *"Discours et démonstrations mathématiques concernant deux sciences nouvelles"*.

Plus tard, Newton propose les lois de la dynamique des corps et établit deux grandeurs que sont la masse grave m_g et la masse inertielle m_i . La première est l'expression de la réponse d'un corps à un champ gravitationnel et la seconde détermine la force à appliquer sur un corps pour modifier son mouvement. Si ces deux notions semblent distinctes au premier abord, il constata que ces deux masses sont identiques. Ce fait expérimental donna naissance au postulat aujourd'hui appelé le principe d'équivalence faible (ou WEP pour Weak Equivalence Principle). De cette égalité résulte le principe d'universalité de la chute libre (ou UFF pour Universality

of Free Fall) qui peut être défini en ces termes : tout corps plongé dans un champ gravitationnel dans le vide subit une même accélération, indépendamment de sa masse et de sa composition.

Au début du XX^{ème} siècle, Einstein élargit le principe d'universalité de la chute libre en stipulant une égalité complète entre un champ de gravitation et un champ d'accélération. Ce principe d'équivalence d'Einstein (EEP) fut repris et clarifié par de nombreux auteurs (Schiff, Dicke, Thorne,...) et doit vérifier les trois points suivants [Will 14] :

- Le principe d'équivalence faible (WEP), décrit ci-dessus.
- L'invariance de Lorentz Locale (LLI), qui stipule que le résultat de n'importe quelle expérience locale (comme la comparaison de la fréquence de deux horloges atomiques différentes), est indépendant de la vitesse du référentiel en chute libre dans lequel elle est réalisée.
- L'invariance locale de position (PLI), qui stipule que le résultat de n'importe quelle expérience locale (mesure de constante fondamentale, ou comparaison de deux horloges basées sur des principes physiques différents), est indépendant de l'instant et de la position dans l'univers où elle est réalisée.

C'est en développant les conséquences du principe d'équivalence, qu'Einstein a bâti une nouvelle vision de la gravitation qui a remplacé celle d'Isaac Newton : la Relativité Générale. Cette dernière fait disparaître la notion de force de gravitation pour le concept de la courbure de l'espace-temps.

On peut également mentionner l'existence du principe d'équivalence fort qui généralise le principe d'équivalence d'Einstein aux expériences portant sur la gravitation elle-même et sur des corps suffisamment massif pour produire une interaction gravitationnelle sur eux-mêmes (telle que l'expérience de Cavendish avec les balances de torsion). Ici, l'idée d'expérience locale est étendue, et peut par exemple comprendre le système solaire en entier ou des systèmes très massifs tel que les pulsars ou les trous noirs.

La théorie de la relativité générale est aujourd'hui la seule théorie obéissant au principe fort et n'a jamais été mis en défaut jusqu'ici.

5.1.2 Test du principe d'équivalence faible

L'objectif scientifique principal de l'expérience ICE étant d'effectuer un test du principe d'équivalence faible, nous nous intéresserons exclusivement à celui-ci dans la suite de ce chapitre.

En effet, un des grands enjeux de la physique moderne et l'unification de la Relativité Générale et de la Physique Quantique. Plusieurs théories, telles que la théorie des cordes, la théorie M ou la théorie de Kazuaki-Maeda à titre d'exemple, permettent

cette grande unification. Ces dernières prédisent cependant une violation du principe d'équivalence à un niveau extrêmement faible, de l'ordre de 1 partie pour 10^{15} ou 10^{16} . Le test du principe d'équivalence est donc un enjeu majeur, qui permettra d'appuyer ou non certaines théories sur l'unification de la RG et du modèle standard.

Le principe de base d'un test de l'UFF est en général le suivant : on mesure et compare l'accélération de deux corps en chute libre dans un même champ gravitationnel. C'est le paramètre d'Eötvös qui permet de tester le principe d'équivalence, dont la formule est :

$$\eta_{1,2} = 2 \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} = 2 \frac{\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_1 - \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_2}{\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_1 + \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_2} \quad (5.1)$$

avec a_1 et a_2 , les accélérations respectives des deux corps de masses différentes. Il y a violation du principe d'équivalence si $\eta_{1,2} \neq 0$, ce qui implique une différence entre la masse grave m_g et la masse inertielle m_i , ou un effet, différent sur chacun des corps, d'une force additionnelle.

Depuis les expériences de Roland Eötvös au début du XX^{ème} siècle, les techniques et la précision des mesures n'ont pas cessé d'évoluer. Les meilleurs tests actuels ont une incertitude de mesure sur η de l'ordre de 10^{-13} (Fig. 5.1). On peut mentionner le LLR (Lunar Laser Ranging) [Williams 04, Williams 09], mesurant la distance Terre-Lune depuis plus de 30 ans avec une précision centimétrique à l'aide de réflecteurs placés sur la surface de la Lune lors des missions Apollo, avec une valeur du paramètre d'Eötvös $\eta = 2.0 \pm 2.0 \times 10^{-13}$. Il y a également les tests effectués par le groupe Eöt-Wash [Schlamminger 08], utilisant les balances de torsions et qui ont, à ce jour, la mesure la plus précise avec $\eta = 0.3 \pm 1.8 \times 10^{-13}$.

Jusqu'à maintenant, aucune expérience n'a donc remis en cause le principe d'équivalence, la course à la précision continue au travers de projets spatiaux tel que le projet MICROSCOPE (MICRO Satellite à trainée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) [Microscope 14]. Ce satellite français, développé par le CNES devrait atteindre une précision de l'ordre de 10^{-15} . La charge utile T-SAGE (Twin-Space Accelerometer for Gravity Experiment) du satellite, développée par l'ONERA, est constituée de deux accéléromètres différentiels. Le premier est composé de deux corps de masses et de compositions différentes (en platine et titane), l'objectif étant de vérifier avec une très grande précision que les deux masses en chute libre dans le même champ de pesanteur, subissent la même accélération. Le second accéléromètre possède deux corps identiques en platine. Il joue le rôle de référence et permet de calibrer l'instrument. Pour effectuer cette mesure avec une telle sensibilité, le satellite est pourvu d'un nouveau système de contrôle d'attitude et de compensation de traînée en continu, assurée par des micro-propulseurs. Ce système permettra d'annuler

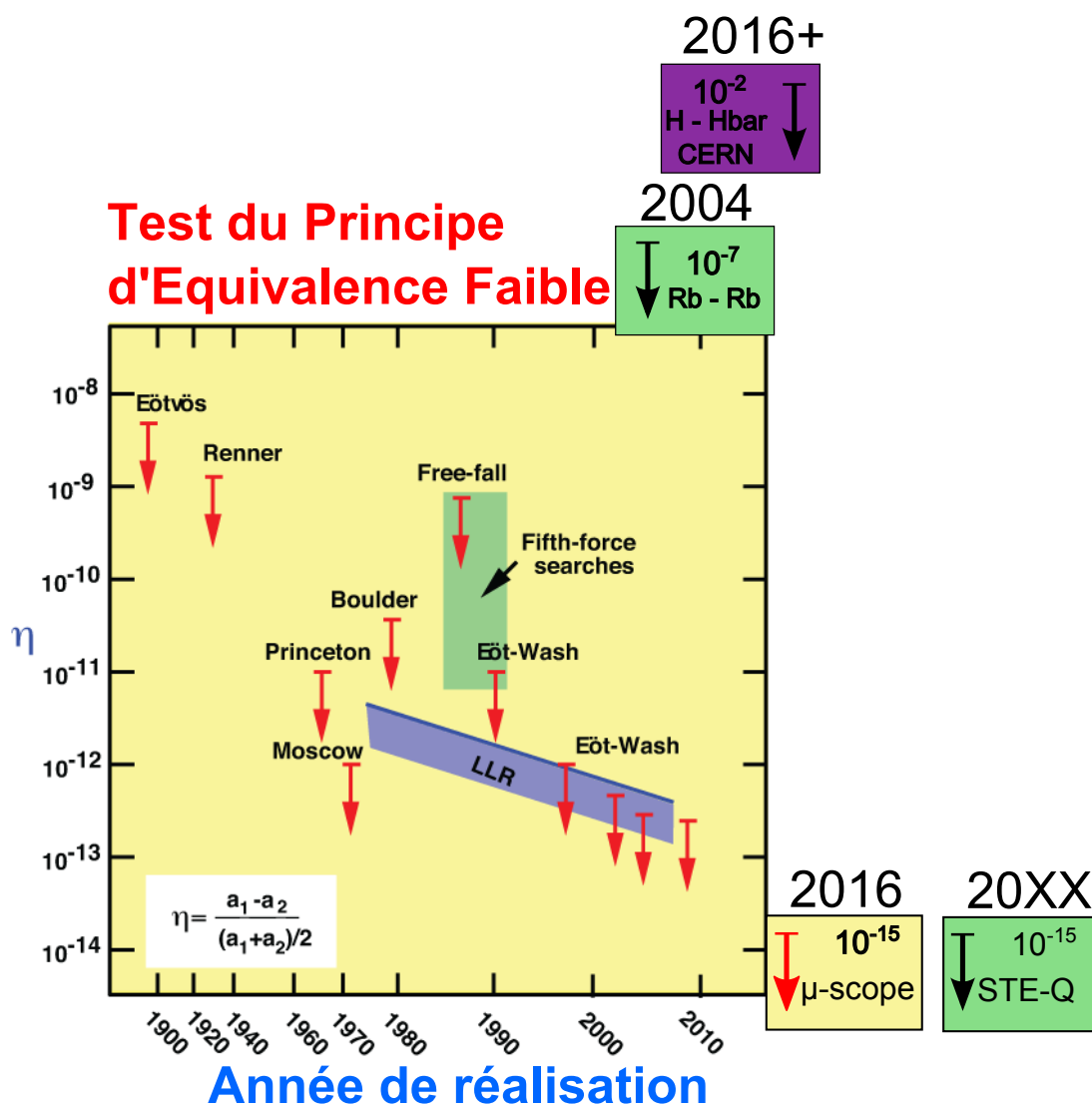


Figure 5.1 Schéma représentant les différents tests du principe d'équivalence réalisés dans le champ gravitationnel terrestre (abstraction faite du LLR dans le champs du Soleil) tiré de [Will 14]. Les flèches rouges indiquent des tests avec objets macroscopiques. Les flèches noires quant à elles, indiquent les tests faisant intervenir des objets quantiques.

toutes les composantes non gravitationnelles mesurées par les accéléromètres. Son lancement est normalement prévu en juin 2016.

5.1.3 Test du principe d'équivalence faible avec l'interférométrie atomique

Si les expériences mentionnées ci-dessus utilisent des corps macroscopiques ou astronomiques pour réaliser leurs mesures, les interféromètres atomiques nous amènent à une toute autre échelle et permettent d'étudier les lois de la gravitation au niveau microscopique. Les atouts principaux des interféromètres atomiques sont leur grande précision et sensibilité. De plus, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la mesure d'accélération sur un interféromètre atomique fait intervenir une description quantique des atomes lors de leur chute libre. Contrairement aux expériences faisant intervenir des objets macroscopiques, le test du principe d'équivalence est effectué à l'échelle quantique, offrant de multiples possibilités (manipulation des états internes des atomes et de leur spin, mesures précises de gravité à échelle micrométrique,...).

En outre, les différents paramètres de l'expérience sont très bien connus et contrôlés, permettant de réitérer la même mesure de façon reproductible à chaque cycle expérimental, d'avoir un accès direct à l'accélération des nuages atomes, et par conséquent à η . Cela fait des interféromètres atomiques des candidats idéaux pour des applications spatiales, qui permettront d'atteindre des temps de chute libre, et donc une sensibilité sur la mesure de η , bien supérieures à ce que l'on peut effectuer au sol.

État de l'art et projets en cours

Le premier test du principe d'équivalence faible à l'échelle atomique fut réalisé en 2004 [Fray 04] avec deux isotopes du rubidium (^{87}Rb et ^{85}Rb), pour une valeur $\eta = 1.2 \pm 1.7 \times 10^{-7}$, qui reste jusqu'à aujourd'hui, une des meilleures mesures effectuées avec des atomes froids. Plus récemment une autre équipe a effectué le même test (avec ^{87}Rb et ^{85}Rb) avec les deux mêmes isotopes du Rubidium pour une sensibilité similaire avec $\eta = 1.2 \pm 3.2 \times 10^{-7}$ [Bonnin 13].

Fonctionnant avec les deux isotopes du Rubidium (^{87}Rb et ^{85}Rb), on peut également citer l'équipe de M. Kasevich à Stanford aux États-Unis, qui a conçu une chambre à vide haute de dix mètres dans laquelle les atomes peuvent être en chute libre pendant 2.3 s (fontaine atomique) [Dickerson 13, Sugarbaker 13]. Leur objectif annoncé est une mesure du principe d'équivalence faible avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-15} . Une équipe chinoise conduit un projet similaire, avec un interféromètre de 10 m également [Zhou 11].

Plus proche de nous, le projet QUANTUS (Quantengase Unter Schwerelosigkeit, gaz quantique en micro-pesanteur) est issu d'une collaboration entre les équipes de E. Rasel et A. Peters, basés respectivement à Hanovre et Berlin, en Allemagne. L'expérience utilise la tour de chute libre de 123 mètres du ZARM (Centre Allemand des

applications de la microgravité) située à Brême. En plaçant leur expérience dans une capsule spécialement conçue à cet effet, il est possible d'atteindre un temps de chute libre d'environ 9 s (en lançant la capsule depuis la base de la tour) [Könemann 07], pour deux à trois tirs par jour. Ils ont réalisé dans la tour des transitions de Bragg avec un condensat de Bose-Einstein et un temps d'interrogation de près d'une seconde [van Zoest 10, Müntinga 13].

Dernièrement, l'expérience ATLAS (projet sol, basé également à Hanovre) a effectué un test du principe d'équivalence faible au sol avec un double interféromètre atomique $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$, avec $\eta = 0.3 \pm 5.4 \times 10^{-7}$ [Schlippert 14]. En parallèle est développé le projet MAIUS visant à installer un interféromètre atomique dans un missile sonde (VSB-30) qui effectuera une manœuvre parabolique. L'apogée du missile se situe à 250 km d'altitude et donnera accès à environ 6 minutes de micro-pesanteur.

A l'instar des équipes de Stanford et d'Hanovre, l'expérience ICE a accès à de très longs temps de chute libre.

A raisons de deux campagnes de vol par an, le projet ICE a accès à plus d'une heure de chute libre cumulée, afin de réaliser un test du principe d'équivalence. L'objectif est d'atteindre une mesure de $\eta = \delta g/g$ de l'ordre 10^{-11} dans l'avion 0g [Varoquaux 09]. Un avantage non négligeable que nous possédons est la présence des expérimentateurs avec l'expérience dans l'avion. Nous pouvons interagir et contrôler le dispositif, et ainsi changer certains paramètres expérimentaux dans une certaine mesure. Si pour l'instant seul un accéléromètre atomique Rubidium fut réalisé avec succès dans l'avion [Geiger 11b], un double interféromètre atomique $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ fut récemment réalisé au sol. Un test du principe d'équivalence devrait normalement être réalisé lors des prochains mois.

Ces deux projets, ICE et QUANTUS, de part leur connexion avec la micro-pesanteur sont des laboratoires de test pour de futurs projets spatiaux tels que STE-Quest, visant à placer un interféromètre atomique bi-espèce en orbite à bord d'un satellite. L'accès à l'espace permet d'accéder à de long temps d'interrogation qui sont impossibles à atteindre au sol. Un des objectifs principaux de cette mission est d'effectuer un test du principe d'équivalence avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-15} .

5.2 Mesure de l'accélération différentielle

Pour réaliser un test du principe d'équivalence, il est nécessaire d'accéder à l'accélération différentielle δg entre les deux atomes. Dans ce chapitre, je présente comment extraire δg à partir du déphasage et des mesures données par chacun des interféromètres Rubidium et Potassium.

J'explique également comment estimer ce déphasage en présence de bruits d'accélération, type de bruit que l'on retrouve dans l'avion.

5.2.1 Déphasage différentiel

Afin de connaître l'accélération différentielle entre les deux nuages atomiques et ainsi effectuer un test du principe d'équivalence faible, les deux interféromètres Rb et K doivent fonctionner en parallèle et simultanément. En sortie de chacun des interféromètres, nous mesurons le rapport de la population d'atomes en $|F = 2\rangle$ sur le nombre total d'atomes (situé dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$), donné par (Eq. 1.19) :

$$\begin{aligned} P_{Rb} &= P_0^{Rb} + A_{Rb} \cos(\Phi_{Rb}), \\ P_K &= P_0^K + A_K \cos(\Phi_K). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Avec P_0^i , A_i et Φ_i , l'offset, l'amplitude et la phase des franges des interféromètres Rubidium et Potassium. La phase inertielle Φ_i est directement reliée aux accélérations du nuage atomique a_m^i par rapport au miroir de rétro-réflexion Raman. Nous supposons ici que le terme de phase est uniquement d'origine inertielle et que les déphasages associés à l'état d'énergie interne des atomes (déplacements lumineux, champ magnétique, bruit sur la différence de phase des lasers, etc.) sont compensés ou négligés. Dans le cas contraire, un terme de phase s'ajoute pour chacun de ces effets.

Le déphasage atomique différentiel $\Delta\Phi$ peut donc s'exprimer ainsi :

$$\Delta\Phi_r = \Phi_{Rb} - \Phi_K = k_{eff}^{Rb} \int_{-\infty}^{+\infty} a_m^{Rb}(t) f_{Rb}(t) dt - k_{eff}^K \int_{-\infty}^{+\infty} a_m^K(t) f_K(t) dt, \quad (5.3)$$

avec $f_i(t)$ la fonction de réponse de l'interféromètre.

Le déphasage $\Delta\Phi_r$ est exprimé dans le référentiel de l'expérience (par rapport au miroir), or le paramètre d'Eötvös permettant de tester le principe d'équivalence, fait intervenir l'accélération des nuages d'atomes dans le référentiel terrestre. En notant, g_{Rb} , g_K et g_m l'accélération respective des nuages de Rubidium, de Potassium, et du miroir de rétro-réflexion dans le référentiel terrestre, on peut exprimer a_m^i pour chacun des atomes tel que :

$$\begin{aligned} a_m^{Rb} &= g_{Rb} - g_m, \\ a_m^K &= g_K - g_m. \end{aligned} \quad (5.4)$$

où :

$$g_m = g_0(t) + \tilde{a}(t), \quad (5.5)$$

avec $g_0(t)$, l'accélération de pesanteur subit par le miroir et $\tilde{a}(t)$ l'ensemble des accélérations de l'avion, comprenant les forces agissant sur la carlingue (portance, traînée, poussée des moteurs,...) ainsi que les vibrations de l'appareil engendrées par les moteurs par exemple.

La différence de phase 5.3 peut être ainsi reformulée dans le référentiel terrestre :

$$\Delta\Phi = \Phi_{Rb} - \Phi_K = (\mathcal{S}_{Rb}g_{Rb} - \mathcal{S}_K g_K) - g_0(\mathcal{S}_{Rb} - \mathcal{S}_K) - \delta\tilde{\phi}_M, \quad (5.6)$$

avec \mathcal{S}_{Rb} et \mathcal{S}_K , les facteurs d'échelles des deux interféromètres Rubidium et Potassium ($\mathcal{S} = k_{eff}^i T_i^2$). Le terme $\delta\tilde{\phi}_M$ représente la contribution des vibrations et bruits d'accélération du miroir, et est donnée par :

$$\delta\tilde{\phi}_M = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{a}(t)(k_{eff}^{Rb} f_{rb}(t) - k_{eff}^K f_K(t)) dt \quad (5.7)$$

Afin d'avoir une lecture immédiate de $\delta g = g_{Rb} - g_K$, terme traduisant une éventuelle violation du principe d'équivalence, nous ajustons les facteurs d'échelle de chaque interféromètre de façon à les rendre égaux $\mathcal{S}_{Rb} = \mathcal{S}_K = \mathcal{S}$. Les vecteurs d'onde effectifs k_{eff} étant fixés, il faut donc ajuster les temps d'interrogations T_{Rb} et T_K de façon à satisfaire l'égalité (Fig. 5.2) :

$$k_{eff}^{Rb} T_{Rb}^2 = k_{eff}^K T_K^2. \quad (5.8)$$

On obtient ainsi $T_{Rb}/T_K = \sqrt{k_{eff}^K/k_{eff}^{Rb}} \approx 1.0088$.

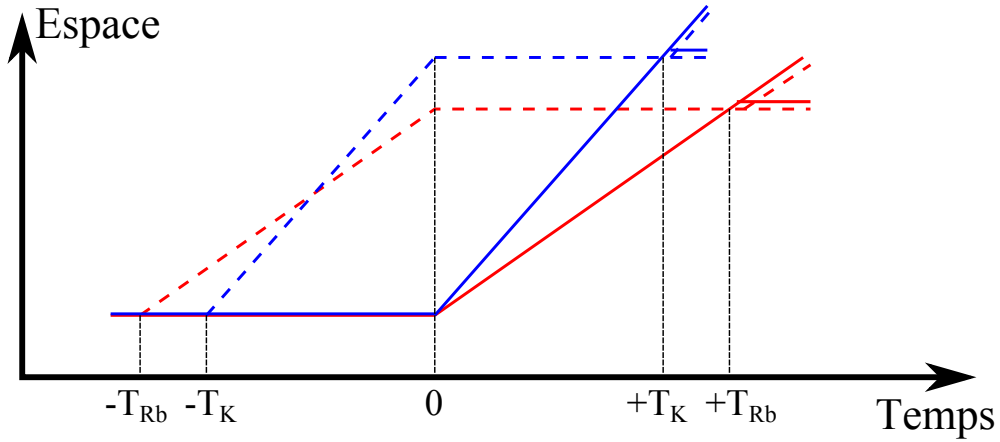


Figure 5.2 Schéma du double interféromètre simultané Rb/K. La différence du temps d'interrogation $T_{Rb}/T_K \approx 1.0088$ fut choisie de façon à ce que les deux interféromètres aient le même facteur d'échelle.

Ainsi, le premier terme de l'équation 5.6 devient $\mathcal{S}(g_{Rb} - g_K)$, correspondant à la mesure du WEP.

On s'aperçoit également que l'égalité des facteurs d'échelle implique l'annulation du second terme $g_0(\mathcal{S}_{Rb} - \mathcal{S}_K)$. Ce qui est particulièrement important puisque dans le cas contraire, on ne pourrait pas différencier une violation du WEP (1^{er} terme), d'une variation de la grandeur inertielle g_0 dans le temps.

5.2.2 Réjection des vibrations

Le troisième terme de l'équation 5.6, $\delta\tilde{\phi}_M$, est le bruit de phase différentiel dû aux fluctuations d'accélération du miroir. Il fait notamment apparaître la fonction de réponse de l'interféromètre différentiel $f_d(t) = (k_{eff}^{Rb}f_{rb}(t) - k_{eff}^K f_K(t))$ (Eq. 5.7). Cette dernière ainsi que sa transformée de Fourier sont représentées sur la figure 5.3.

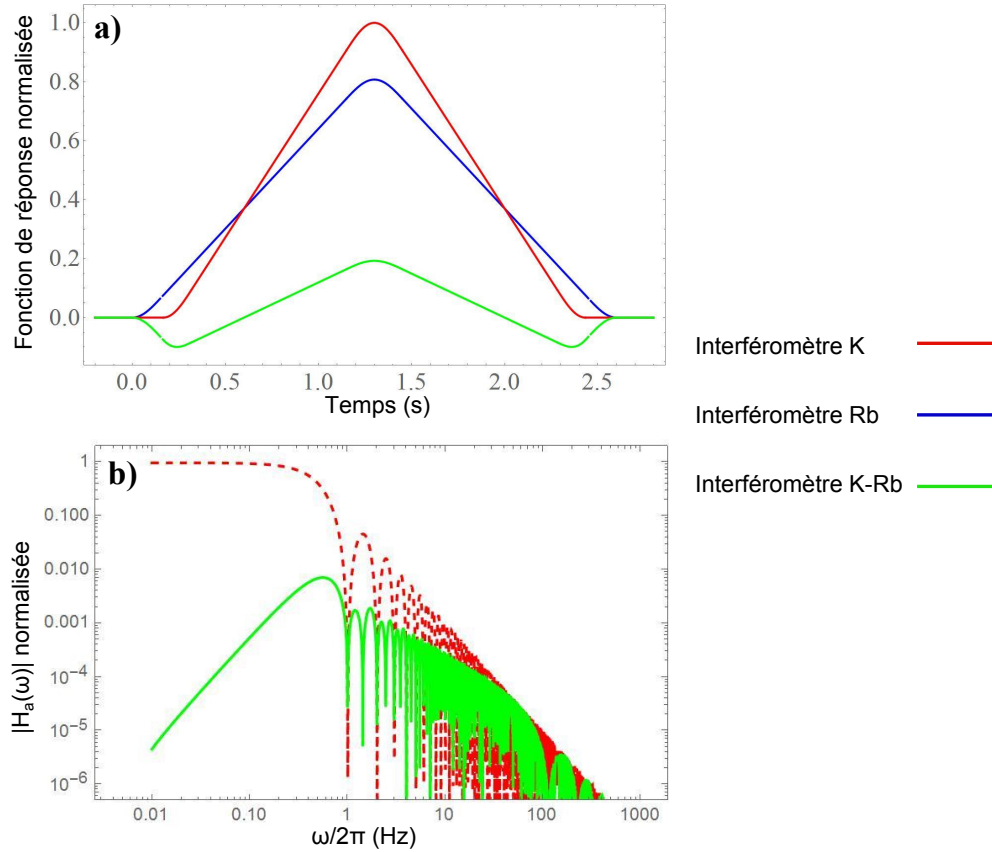


Figure 5.3 *a)* Représentation des fonctions de réponse, dans le domaine temporel, des accéléromètres Potassium (en rouge), Rubidium (en bleu) et de l'accéléromètre différentiel (en vert). Elles sont normalisées par la valeur maximale de $k_K f_K(t)$. Le rapport T_{Rb}/T_K a ici été accentué, de façon à bien marquer la différence entre les deux fonctions de réponses K et Rb et ainsi faire ressortir la fonction de réponse différentielle, tout en respectant la condition $S_{Rb} = S_K$ est respectée. *b)* Réponse en fréquentielle de l'accéléromètre Potassium (en pointillé rouge) et de l'accéléromètre différentiel (en vert) pour $T = 1$ s, avec dans ce cas $T_{Rb}/T_K = 1.0088$.

On observe que l'accéléromètre différentiel opère une réjection des vibrations à basse fréquence. En effet, les fluctuations d'accélération inférieures $1/T$ se moyennent sur la durée de l'interféromètre (grâce à l'égalisation des facteurs d'échelles). Cependant l'interféromètre différentiel reste tout de même sensible aux fréquences de vibrations rapides devant $1/T$ et lentes devant $1/(T_{Rb} - T_K)$, auxquelles l'interfé-

romètre Rubidium est sensible mais pas l'accéléromètre Potassium. Les fréquences supérieures $1/(T_{Rb} - T_K)$ se moyennent de la même façon qu'avec un interféromètre simple.

Dans le cas où on souhaite conserver $T_{Rb} = T_K$, l'interféromètre reste alors sensible à basse fréquence.

5.2.3 Estimation du déphasage différentiel

Avec l'égalité des facteurs d'échelles, on peut écrire l'équation 5.6 sous la forme $\Delta\Phi = \mathcal{S}\delta g - \delta\tilde{\phi}_M$. L'objectif consiste alors à extraire la contribution du bruit $\delta\tilde{\phi}_M$, afin de mesurer le terme de phase $\delta\phi = \mathcal{S}\delta g$, nous révélant directement une éventuelle violation du principe d'équivalence.

L'équation 5.2 peut être reformulée de façon à faire apparaître une phase commune, Φ_K dans notre exemple, et le déphasage $\delta\phi$ entaché du bruit de phase $\delta\tilde{\phi}_M$:

$$\begin{aligned} P_{Rb} &= P_0^{Rb} + A_{Rb} \cos(\Phi_K + \delta\phi + \delta\tilde{\phi}_M), \\ P_K &= P_0^K + A_K \cos(\Phi_K). \end{aligned} \quad (5.9)$$

La méthode de détermination du déphasage différentiel la plus simple est appelée la méthode des ellipses [Fitzgibbon 99, Foster 02].

Elle consiste à ajuster les données de probabilités de transition $(P_{Rb}, P_K) = (x, y)$, tirées de l'équation 5.9) par une ellipse d'équation :

$$\mathcal{A}x^2 + \mathcal{B}xy + \mathcal{C}y^2 = 1. \quad (5.10)$$

Cette ellipse est centrée en (P_0^{Rb}, P_0^K) et sa forme dépend des paramètres de A_{Rb} , A_K et $\delta\phi$. Le bruit $\delta\tilde{\phi}_M$ joue quant à lui, sur l'élargissement de l'ellipse.

La régression elliptique des données nous permet de calculer le déphasage différentiel $\delta\phi$, donné par :

$$\delta\phi = \cos^{-1} \left(\frac{-\mathcal{B}}{2\sqrt{\mathcal{A}\mathcal{C}}} \right). \quad (5.11)$$

Dans le cas d'un déphasage nul, l'ellipticité est nulle également et on obtient simplement un segment. L'apparition d'un déphasage constant va ouvrir l'ellipse, avec une ellipticité maximale pour $\delta\phi = \pi/2[\pi]$.

Si cette méthode est très pratique et relativement simple à mettre en place, elle présente certaines limites.

La présence d'un bruit de phase tel que $\delta\tilde{\phi}_M$, responsable de l'élargissement de l'ellipse, va entraîner un biais sur la mesure du déphasage différentiel $\delta\phi$. La figure 5.4 présente des simulations numériques pour différents déphasages $\delta\phi =$

$\pi/2, \pi/4$ et $\pi/8$ en présence d'un bruit de phase $\delta\tilde{\phi}_M = 0.2$ rad, avec un l'ajustement elliptique des données pour chacun des cas.

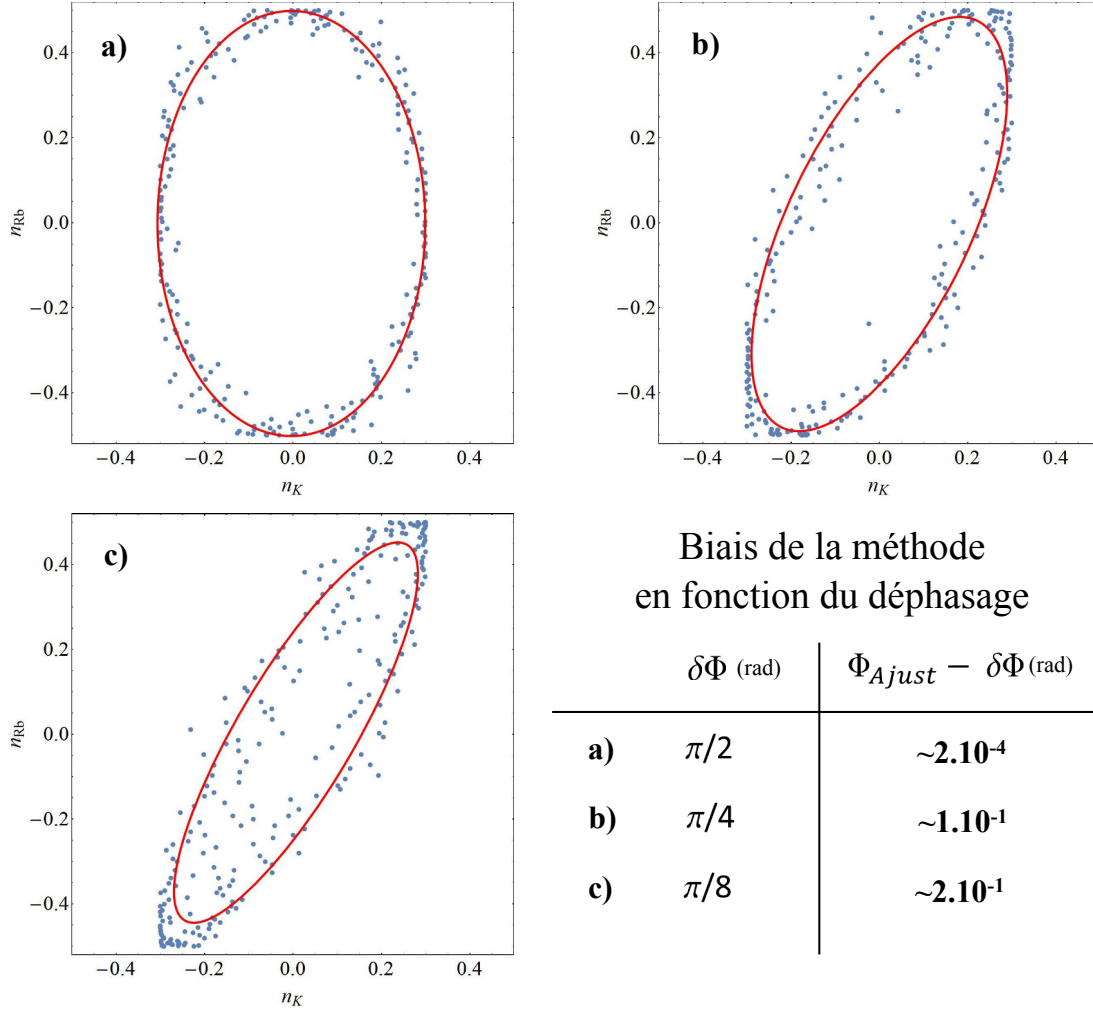


Figure 5.4 Simulation numérique représentant la distribution des points (en bleu clair) de mesures dans le plan (n_K, n_{Rb}) et l'ajustement par une ellipse (courbe rouge). 250 points de mesures sont utilisés avec des valeurs d'amplitudes $A_K = 0.3$ et $A_{Rb} = 0.5$. L'amplitude σ_{Phi} du bruit gaussien $\delta\tilde{\phi}_M$ a été fixé à 0.2 radian, et la valeur du déphasage différentiel $\delta\Phi$ modifiée pour des valeurs de $\pi/2$ (a), $\pi/4$ (b), $\pi/8$ (c). La chute de sensibilité introduit un biais de mesure.

On remarque sur cette figure (Fig. 5.4), que le biais de mesure sur le déphasage $\delta\phi$ augmente lorsque l'ellipse se referme. La sensibilité de l'ajustement, et donc sur la mesure de $\delta\phi$, est maximale pour $\delta\phi = \pi/2$, c'est à dire lorsque les deux interféromètres fonctionnent en quadrature. Si ils sont parfaitement en phase, l'ellipse se rapproche d'une droite et la sensibilité tend vers 0, augmentant le biais de mesure.

Ainsi, à l'instar d'un gravimètre atomique où on se place à flanc de franges pour avoir une sensibilité maximale, il est nécessaire d'introduire un saut de phase $\delta\phi_0$ sur

l'un des interféromètre entre la seconde et la dernière impulsion Raman afin de les faire opérer en quadrature et diminuer le biais de la méthode.

On aperçoit ici les limites de cette technique d'ajustement par les ellipses qui conduit à une estimation biaisée du déphasage différentiel en présence d'un bruit de phase $\delta\tilde{\phi}_M$ important [Stockton 07]. De plus, il est difficile dans notre cas de faire fonctionner les interféromètres en quadrature lors des phases de micro-pesanteur. En effet nous avons montré, au premier chapitre (Section 1.4.2), que la configuration de double interféromètre en simple diffraction, ne nous permet pas, par un saut de phase $\delta\phi_0$ de placer les deux interféromètres en quadrature.

D'autres méthodes furent étudiées, notamment l'inférence bayésienne, qui fut par exemple implémentée sur un gradiomètre atomique pour estimer le déphasage différentiel [Stockton 07].

Son principe général consiste à estimer le déphasage $\delta\phi$ après N points de mesure, en le décrivant par une certaine densité de probabilité $P(\delta\phi)$, d'écart type $\sigma_{\delta\phi}$, nous renseignant sur l'incertitude de mesure. Concrètement, la distribution de probabilité $P_i(\delta\phi)$ est mis à jour à chaque cycle, en calculant la probabilité conditionnelle de la valeur de $\delta\phi$ à partir du nouveau point de mesure n_i et de la distribution de probabilité $P_{i-1}(\delta\phi)$ estimée au point précédent. Chaque nouveau point de mesure permet donc, de manière récursive, de recalculer et d'affiner la densité de probabilité de la valeur $\delta\phi$ recherchée.

Contrairement à la méthode des ellipses, la méthode bayésienne est sans biais (quelque soit la valeur du déphasage) et permet d'atteindre une meilleure incertitude statistique. Un comparatif détaillé de l'estimation du déphasage différentiel $\delta\phi$ par l'estimation bayésienne avec l'ajustement elliptique fut effectué dans [Stockton 07].

Si elle permet d'accéder à une estimation non biaisé du déphasage même en milieu bruyé tel que l'avion, cette méthode nécessite tout de même une grande capacité de calcul et une bonne modélisation des différentes sources de bruit [Varoquaux 08].

Pour conclure, l'ajustement elliptique constitue une bonne approche dans un premier temps car facile et très rapide à mettre en œuvre, et pouvant être réalisé en temps réel. La méthode bayésienne, quant à elle, ne pourra être effectué qu'en post-traitement, mais permettra d'accéder à une estimation plus précise du déphasage, et avec une meilleure incertitude.

5.3 Impact du gradient de gravité et des rotations sur le déphasage différentiel

La sensibilité visée pour ICE sur la mesure d'accélération différentielle est de l'ordre de $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$, pour une sensibilité par coup de 10^{-9} m.s^{-2} avec $T = 1 \text{ s}$

5.3 Impact du gradient de gravité et des rotations sur le déphasage différentiel 129

[Varoquaux 08, Varoquaux 09]. Atteindre une telle exactitude se fera par étape et nécessite de connaître les principales sources de déphasage et le biais sur la mesure d'accélération qu'elles entraînent.

Le gradient de gravité est une de ces sources, et nous verrons, dans un premier temps, dans quelle mesure il impacte les performances de l'accéléromètre différentiel.

Jusqu'à maintenant les mesures dans l'avion étaient effectuées sur l'axe Y (Fig. 2.2), afin d'avoir une configuration similaire au sol et en vol, mais également parce que les vibrations ressenties sur cet axe étaient plus faibles. Cependant, Il est aussi l'axe de rotation de l'avion, restant ainsi orthogonal à \vec{g} durant toute la durée de la parabole, et le rendant inutile pour un test du principe d'équivalence. C'est donc l'axe Z qui sera utilisé pour effectuer les mesures d'accélération différentielles dans l'avion. Ceci va entraîner un niveau de fluctuations d'accélération plus important, mais également une rotation importante de notre axe de mesure par rapport à \vec{g} durant la période de micro-pesanteur.

Je calculerai donc, dans un second temps, l'influence de ces rotations sur notre mesure.

5.3.1 Incidence du gradient de gravité sur l'accélération différentielle

Les périodes de micro-pesanteur dans l'avion sont effectuées à une altitude d'environ 8000 m, où le gradient de gravité équivaut à $3.06 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}/\text{m}$.

Ce dernier va induire un déphasage dans notre interféromètre atomique qui peut être calculé avec la méthode des intégrales de chemins [Wolf 99, Peters 01]. Pour un interféromètre atomique à trois impulsions, le déphasage (au premier ordre) se présente de la façon suivante :

$$\Phi_{\Gamma} = \Gamma \mathcal{S} \left(\frac{7}{12} a T^2 + V_0 T + z \right), \quad (5.12)$$

avec Γ le gradient de gravité, \mathcal{S} le facteur d'échelle, a l'accélération des atomes par rapport au miroir de rétro-réflexion et $V_0 = v_0 + 1/2 v_{rec}$ où v_0 représente la vitesse des atomes (au début de l'interféromètre) et v_{rec} la vitesse de recul.

Dans le cas de notre accéléromètre double espèce, on cherche à déduire le déphasage différentiel induit par le gradient de gravité. L'équation 5.12 peut ainsi être reformulée de la façon suivante :

$$\delta\Phi_{\Gamma} = \Gamma \mathcal{S} \left(\frac{7}{12} (a_K T_K^2 - a_{Rb} T_{Rb}^2) + \left(\left(v_{0,K} + \frac{1}{2} v_{rec,K} \right) T_K \right) - \left(\left(v_{0,Rb} + \frac{1}{2} v_{rec,Rb} \right) T_{Rb} \right) + (z_K - z_{Rb}) \right), \quad (5.13)$$

On peut également exprimer ce déphasage sous la forme d'une accélération, en divisant $\delta\Phi_\Gamma$ par le facteur d'échelle \mathcal{S} de l'interféromètre différentiel :

$$\delta a_\Gamma = \Gamma \left(\frac{7}{12} (a_K T_K^2 - a_{Rb} T_{Rb}^2) + \left(\left(v_{0,K} + \frac{1}{2} v_{rec,K} \right) T_K \right) - \left(\left(v_{0,Rb} + \frac{1}{2} v_{rec,Rb} \right) T_{Rb} \right) + (z_K - z_{Rb}) \right). \quad (5.14)$$

Les trois termes de l'équation 5.14 sont reliés à l'accélération, la vitesse et la position des atomes, qui vont imposer certaines conditions initiales sur les atomes au début de la phase d'interférométrie. Dans le cas de l'expérience ICE, on projette une exactitude finale sur les mesures d'accélération de $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ (avec $T = 1 \text{ s}$ et une exactitude par coup de 10^{-9} m.s^{-2}), ce qui implique que chacun de ces termes doit être inférieur à cette valeur.

Ces projections ont été calculées pour un temps d'interrogation $T = 1 \text{ s}$, qui ne pourra être obtenu qu'avec l'installation d'un piège dipolaire. Il permettra notamment d'avoir un nuage d'atome beaucoup plus froid ($< 100 \text{ nK}$) et une superposition des nuages bien meilleures que dans les conditions actuelles. Les préparations de son intégration à l'expérience sont en cours de réalisation et il devrait être mis en place au second semestre 2015 ou début 2016. Dans les conditions actuelles de notre expérience, on projette une sensibilité de l'ordre de 10^{-7} m.s^{-2} pour $T = 10 \text{ ms}$.

Je calculerai donc les différents termes pour chacune des configurations.

Accélération

Dans l'équation 5.14, le premier terme représente la valeur du déphasage du gradient associée à l'accélération. La micro-pesanteur obtenue dans l'avion n'étant pas parfaite, les termes a_K et a_{Rb} ne sont pas nuls. Au second chapitre, nous avons vu que l'amplitude des fluctuations d'accélération présentes lors de la manœuvre paraboliques sont de l'ordre de 0.5 m.s^{-2} .

Pour $T = 1 \text{ s}$, la contribution de ce premier terme vaut donc :

$$\begin{aligned} \delta a_{\Gamma,1} &= \Gamma \times \frac{7}{12} (a_K T_K^2 - a_{Rb} T_{Rb}^2) \\ &= 1.58 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Si cette valeur est grande par rapport à l'exactitude visée ($10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$), elle est toutefois négligeable pour un temps d'interrogation $T = 10 \text{ ms}$. En effet dans la configuration actuelle, la contribution de l'accélération au gradient de gravité est de l'ordre de $10^{-12} \text{ m.s}^{-2}$.

Ce terme ne sera donc pas limitant dans un premier temps, mais une fois la mise en place du piège dipolaire, ce dernier nous permettra d'avoir un nuage d'atomes suffisamment froid pour atteindre des temps d'interrogations de l'ordre de la seconde. La contribution de ce terme se traduira alors par un bruit de phase sur les

5.3 Impact du gradient de gravité et des rotations sur le déphasage différentiel 131

franges d'interférences, il sera alors nécessaire d'installer un système d'isolement des vibrations, qui diminuera par conséquent cette contribution.

Vitesse

Le second terme représente le déphasage dû à la vitesse des atomes. S'il nous est difficile de connaître les vitesses initiales exactes $v_{0,Rb}$ et $v_{0,K}$, on peut supposer qu'elles sont nulles lors des mesures en 0g. La contribution du second terme se résume donc à :

$$\delta a_{\Gamma,2} = \Gamma \frac{1}{2} (v_{rec,K} T_K - v_{rec,Rb} T_{Rb}) \quad (5.16)$$

Pour $T = 10 \text{ ms}$, $\delta a_{\Gamma,2} = 2.27 \times 10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ et est donc négligeable. Cependant, pour $T = 1 \text{ s}$, on obtient $\delta a_{\Gamma,2} = 2.27 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$. L'ordre de grandeur du terme lié à la vitesse des atomes est du même ordre que le précédent, il peut cependant être annulé en utilisant le régime de double diffraction [Lévêque 09, Lévêque 10, Malossi 10]. Ce dernier permet notamment d'annuler certains effets systématiques tout en doublant la sensibilité de l'instrument.

Il est ainsi possible de supprimer la composante liée à la vitesse de recul, et ainsi placer une condition sur la vitesse différentielle des atomes :

$$|v_{0,K} T_K - v_{0,Rb} T_{Rb}| < 3.3 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}. \quad (5.17)$$

La vitesse différentielle des atomes ne doit donc pas dépasser les $30 \mu\text{m.s}^{-1}$, et leurs vitesses respectives v_0 ne pas dépasser les $100 \mu\text{m.s}^{-1}$.

Position

Enfin, le dernier terme de l'équation 5.14 concerne la position des atomes. En effet les deux nuages d'atomes doivent être parfaitement superposés pour n'induire aucun déphasage. Dans le cas de ICE, la distance maximale entre les deux nuages d'atomes afin de satisfaire l'objectif final ($\delta a_{\Gamma} < 10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$) est :

$$z_K - z_{Rb} \approx 33 \mu\text{m}. \quad (5.18)$$

L'installation du piège dipolaire devrait nous permettre de satisfaire cette condition sans difficultés.

Avec le dispositif actuel, le sensibilité visée sur δg est de l'ordre de 10^{-7} m.s^{-2} , la condition est donc d'avoir $\delta a_{\Gamma} < 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$. Cela se traduit par une distance maximale entre les deux nuages :

$$z_K - z_{Rb} \approx 33 \text{ mm}. \quad (5.19)$$

Cette condition ne pose donc pas non plus de difficultés en sortie de mélasse pour $T=10$ ms, où la séparation des nuages est de l'ordre du millimètre.

Conclusion

Le déphasage induit par le gradient est négligeable pour un test du principe d'équivalence où la sensibilité visée est de l'ordre $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{m.s}^{-2}$ sur l'accélération différentielle, c'est à dire pour des temps d'interrogation $T \sim 10$ ms.

Cependant, il devra être pris en compte pour atteindre la sensibilité visée finale. Si les termes de vitesse et de position introduiront un biais sur la mesure de phase, le terme d'accélération introduira un bruit de phase. Le terme associé à l'accélération est le plus contraignant, et l'installation d'un système d'isolement des vibrations sera nécessaire afin de réduire l'amplitude des fluctuations de vibration.

On remarque également que chacun des termes de l'équation 5.14 a une dépendance à T différente. Il pourrait donc être possible de mesurer et d'estimer leur contribution en faisant varier le temps d'interrogation.

5.3.2 Incidence de la trajectoire de l'avion

Lors de la phase de micro-pesanteur, l'avion décrit un arc de parabole et tourne donc autour de l'axe des ailes. Le passage de la mesure sur l'axe Z nous rend maintenant sensible à cette rotation.

La figure 5.5-a) montre la vitesse angulaire de l'avion autour de l'axe de tangage au cours d'une parabole. La zone qui nous intéresse est celle située entre les deux lignes verticales grises, démarquant la période de micro-pesanteur. On s'aperçoit tout d'abord que cette vitesse angulaire Ω_{tg} est relativement importante, et qu'elle n'est pas constante, allant de $\sim 2.5^\circ/\text{s}$ à l'injection et à la ressource, jusqu'à $\sim 5^\circ/\text{s}$ au sommet de la parabole. Cela équivaut à une vitesse angulaire moyenne $\bar{\Omega}_{tg} \approx 4^\circ/\text{s}$, permettant de couvrir les 90° ($-45^\circ/+45^\circ$) en 21 secondes. L'axe de roulis est également source de rotations pouvant aller jusqu'à $\Omega_{rl}=1^\circ/\text{s}$, et une vitesse angulaire moyenne $\bar{\Omega}_{rl} \approx 0.5^\circ/\text{s}$.

Ces rotations engendrent plusieurs effets sur les interféromètres et sur la mesures d'accélération différentielle que je vais détailler dans cette section.

Recouvrement des nuages

Les rotations de l'avion créent à chaque impulsion une modification de l'angle entre les faisceaux Raman et la trajectoire des nuages, conduisant à une faible déviation des trajectoires des paquets d'onde. Lors de la dernière impulsion, il est alors possible que ces derniers ne soient pas parfaitement superposés entraînant alors une baisse du contraste.

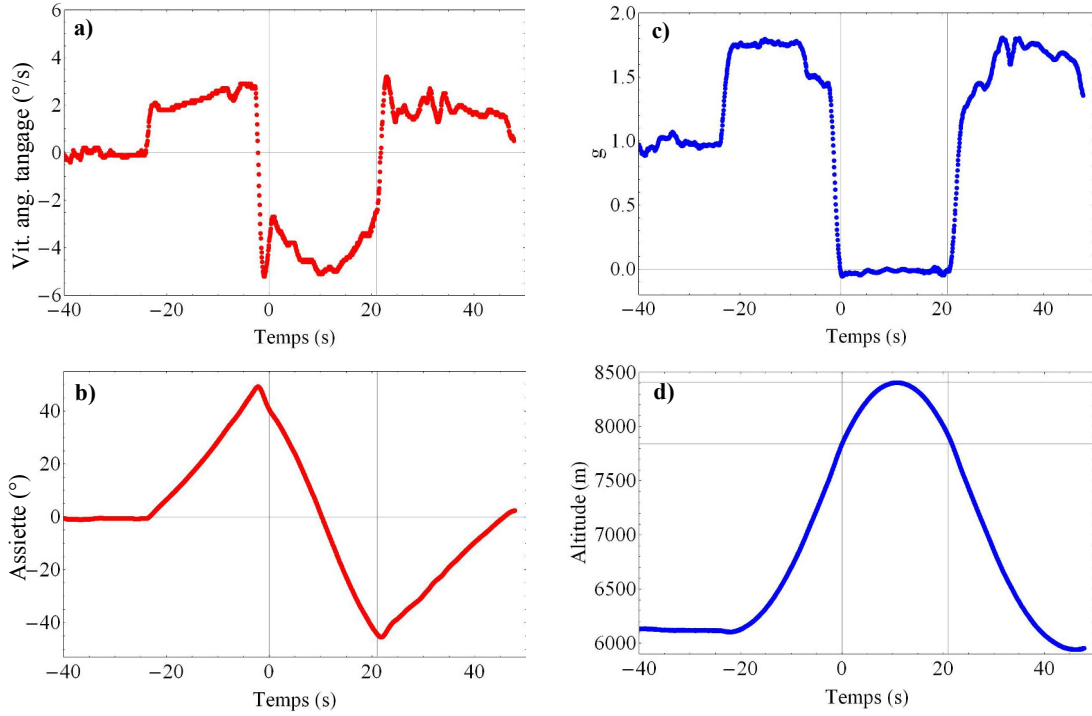


Figure 5.5 Les graphiques **a)** et **b)** montre respectivement la vitesse angulaire de l'avion autour de l'axe de tangage et l'assiette (angle entre l'horizon et l'axe longitudinal de l'avion) en fonction du temps. Les deux lignes grises verticales représentant le début ($t=0$) et la fin de la période de Og. Les graphiques **c)** et **d)** sont un rappel représentant l'accélération ressentie dans l'avion sur l'axe Z et l'altitude. Données issues de Novespace.

Afin de mesurer la séparation spatiale des paquets d'onde à la fin de la phase d'interférométrie, il est nécessaire de calculer les trajectoires le long de chacun des bras. Les positions des deux paquets d'onde \vec{r}_1 et \vec{r}_2 , lors de la troisième impulsion, sont définies par les équations :

$$\begin{cases} \vec{r}_1 = \vec{r}_0 + \frac{T}{M} (2\vec{p}_0 + \hbar\vec{k}_{eff}(T)) \\ \vec{r}_2 = \vec{r}_0 + \frac{T}{M} (2(\vec{p}_0 + \hbar\vec{k}_{eff}(0)) - \hbar\vec{k}_{eff}(T)) \end{cases} \quad (5.20)$$

Avec \vec{r}_0 et \vec{p}_0 , la position et l'impulsion des paquets d'onde en début de l'interféromètre. En posant $\Theta(T)$, l'angle entre $\vec{k}_{eff}(0)$ et $\vec{k}_{eff}(T)$, on obtient $\vec{k}_{eff}(0) = \vec{k}_{eff}(T) \cos(\Theta(T))$. La distance δr finale entre les nuages est donc :

$$\delta r = \frac{2\hbar\vec{k}_{eff}(0)T}{M} (\cos(\Theta(T)) - 1). \quad (5.21)$$

	T	Tangage (4°/s)	Roulis (0,5°/s)
Rb	1,0088 s	59 µm	0,9 µm
	10,088 ms	59 pm	0,9 pm
K	1 s	130 µm	2 µm
	10 ms	130 pm	2 pm

Tableau 5.1 Tableau résumant la séparation des deux paquets d'onde en sortie de l'interféromètre, avec deux temps d'interrogation T différent (et tenant compte de l'égalité des facteurs d'échelle).

Le tableau 5.1 résume la séparation δr des nuages pour différents temps d'interrogation en sortie de l'interféromètre. On remarque tout de suite qu'avec $T=10$ ms, δr est de l'ordre du picomètre, ce qui est négligeable par rapport à la taille du paquet d'onde. On remarque cependant que pour un temps $T=1$ s, δr est de l'ordre de la dizaine, voire centaine de micromètres, ce qui n'est plus négligeable par rapport à la taille du nuage. Cela aura pour conséquence de dégrader le rapport signal sur bruit de l'interféromètre et par conséquent celui de l'accéléromètre différentiel.

Déphasage différentiel induit par les rotations

Si les rotations de l'avion amènent une non-superposition des nuages en fin d'interféromètre, provoquant ainsi une baisse de contraste notable sur le signal mesuré, elles peuvent également entraîner un déphasage sur notre accéléromètre différentiel.

Précédemment, nous avons vu que les vitesses de rotations moyennes sont de $\sim 4^\circ/\text{s}$ sur l'axe Y et $\sim 0.5^\circ/\text{s}$ sur l'axe X. Le déphasage dû aux rotations sur les axes Y et X vaut :

$$\begin{aligned}\Phi_{rot,y} &= 2k_{eff}\Omega_y v_x T^2, \\ \Phi_{rot,x} &= 2k_{eff}\Omega_x v_y T^2.\end{aligned}\tag{5.22}$$

Dans l'hypothèse où on a toujours l'égalité entre les facteurs d'échelle Rubidium et Potassium $\mathcal{S} = k_{eff,K/Rb} T_{K/Rb}^2$, le déphasage différentiel associé aux rotations pour chacun des deux axes vaut :

$$\begin{cases} \Delta\Phi_{rot,y} = 2\mathcal{S}\Omega_y (v_{x,K} - v_{x,Rb}), \\ \Delta\Phi_{rot,x} = 2\mathcal{S}\Omega_x (v_{y,K} - v_{y,Rb}). \end{cases}\tag{5.23}$$

Ce déphasage peut être exprimé sous forme d'accélération, en le divisant par le facteur d'échelle de l'interféromètre différentiel \mathcal{S} , ce qui nous donne :

$$\begin{cases} \Delta a_{rot,y} = 2\Omega_y (v_{x,K} - v_{x,Rb}), \\ \Delta a_{rot,x} = 2\Omega_x (v_{y,K} - v_{y,Rb}). \end{cases}\tag{5.24}$$

5.3 Impact du gradient de gravité et des rotations sur le déphasage différentiel 135

On peut ainsi placer une condition sur la vitesse différentielle des atomes afin d'atteindre l'exactitude visée :

$$\begin{cases} \Delta V_x = (v_{x,K} - v_{x,Rb}) = 0.7 \text{ nm.s}^{-1}, \\ \Delta V_y = (v_{y,K} - v_{y,Rb}) = 6 \text{ nm.s}^{-1}. \end{cases} \quad (5.25)$$

On a donc une spécification sur la vitesse différentielle relativement importante due à la vitesse des rotations de l'avion. Cependant, il est difficile d'estimer la vitesse différentielle des deux nuages en sortie du piège dipolaire, puisqu'elle devrait être proche de zéro.

Comme on le remarque sur la figure 5.5, les variations de la vitesse angulaire sont relativement lentes contrairement aux fluctuations d'accélération. Le déphasage induit par les rotations apparaîtra donc comme un biais et non comme du bruit de phase. Les données enregistrées par les centrales inertielle de l'avion et l'ensemble gyromètre/inclinomètre que l'on installera bientôt sur l'expérience devrait normalement nous aider à calculer la valeur de ce déphasage.

Incidence de la trajectoire de l'avion sur η

Comme nous l'avons vu au début de chapitre, le principe d'un test du principe d'équivalence est de mesurer l'accélération relative δg de deux corps en chute dans un même champ de pesanteur g , le test étant caractérisé par le paramètre d'Eötvös $\eta = \delta g/g$.

Dans une expérience réalisée au sol, la valeur de g est parfaitement connue au cours du temps. Des mesures de gravimétrie permettent de connaître d'éventuelles variations locales du champ et des modèles de marées son évolution au cours du temps.

Or, en plus d'entraîner d'éventuels déphasages et des diminutions du signal, la différence d'altitude $h(t)$ au cours de la parabole va entraîner une variation de la valeur de g . La rotation de l'avion, quant à elle, engendre la formation d'un angle $\theta(t)$ entre l'axe de mesure, dont la direction est donné par \vec{k}_{eff} , et \vec{g} (assiette) et modifiant la valeur du paramètre d'Eötvös :

$$\eta = \frac{\Delta a}{g(h(t)) \cos(\theta(t))}, \quad (5.26)$$

Ainsi, la plus grande différence se trouve entre une mesure effectuée à l'entrée de la parabole, où $\theta = 45^\circ$, et une mesure réalisée au sommet de la parabole, où $\theta = 0^\circ$ (\vec{g} et \vec{k}_{eff} sont colinéaires). La valeur de g au cours d'une parabole est donc modulée par un facteur $\cos \theta$ avec $\theta \in [-\pi/4; \pi/4]$.

On peut ici négliger l'impact de la variation d'altitude sur la valeur de g (de l'ordre 10^{-4} m.s^{-2} sur $\sim 600 \text{ m}$), comparé à l'influence de la rotation.

Ainsi, pour une mesure d'accélération différentielle δg donnée, l'incertitude sur la valeur du paramètre d'Eötvös η au cours d'une parabole est donnée par :

$$\frac{\delta g}{g} < \eta < \sqrt{2} \frac{\delta g}{g}; \quad (5.27)$$

Cet intervalle est l'intervalle maximum que l'on obtient dans le pire des cas, c'est à dire si nous n'avons absolument aucune donnée sur la trajectoire de l'avion au cours d'une parabole.

La mise en place du gyromètre et de l'inclinomètre, combinée aux instruments de mesure internes de l'avion devrait nous permettre de connaître l'orientation de notre axe de mesure par rapport à g et ainsi limiter l'incertitude de mesure sur η .

Afin de pouvoir intégrer l'ensemble des résultats d'une campagne de vol, on pourrait effectuer les mesures à des instant t_i identiques et bien définis à chacune des paraboles. Malgré le fait que les trajectoires des paraboles ne sont pas parfaitement répétables, cela permettra de grandement limiter l'incertitude sur η , et devrait nous donner la possibilité de comparer et intégrer nos mesures.

Notons que pour un test du principe d'équivalence réalisé en micro-pesanteur en orbite sur un satellite, le problème ne se pose pas. En effet, l'orbite du satellite est parfaitement connue et les valeurs du champ de gravité et ses gradients également.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté ce qu'est le principe d'équivalence et les enjeux qui découlent de son test. L'interférométrie atomique ouvre les portes du monde quantique à celui-ci, offrant une nouvelle approche du test et des promesses d'atteindre des sensibilités sur le paramètre d'Eötvös jusque là inégalées. Mais il faudra pour cela, certainement placer l'interféromètre atomique en orbite.

C'est dans ce cadre là qu'a été développé le projet ICE. Les vols paraboliques permettent ainsi d'accéder à la micro-pesanteur pendant plus de vingt secondes à chaque parabole, chose impossible en laboratoire. Les performances visées dans l'avion se feront par étape, avec dans un premier temps, un test à courts temps d'interrogation pour une incertitude sur η de l'ordre de 10^{-8} .

L'installation d'un piège dipolaire permettra d'atteindre des températures suffisamment basses pour atteindre un condensat de Bose-Einstein et réaliser des temps d'interrogation de l'ordre de la seconde, et ainsi de grandement améliorer cette sensibilité.

Cependant pour atteindre une incertitude $\sim 10^{-11}$, il sera nécessaire de passer par un système d'isolation, nous permettant de nous soustraire aux vibrations et

fluctuations d'accélération relativement importante de l'avion. Nous avons également vu que la trajectoire de l'avion affecte le déphasage différentiel et la mesure sur η . En ce sens, un ensemble gyromètre + inclinomètre sera installé pour la prochaine campagne de vol de façon à mesurer la rotation de l'avion par rapport à \vec{g} .

Conclusion

Dans ce manuscrit j'ai présenté les travaux effectués pour réaliser un accéléromètre double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$, en vue d'un test du principe d'équivalence en micro-pesanteur. L'activité s'est principalement portée sur le Potassium, de son refroidissement à un accéléromètre, avec l'installation d'un nouveau dispositif expérimental.

La réalisation de l'accéléromètre Potassium a nécessité des soins particuliers apportés aux différents paramètres expérimentaux et a représenté un réel challenge technologique. Tout d'abord avec l'installation des diodes lasers Potassium affinées, qui furent le premier pas vers le refroidissement du Potassium ($T_K \sim 30\text{ }\mu\text{K}$). Puis avec l'installation d'un tout nouveau dispositif expérimental, permettant de contrôler au mieux l'environnement de l'expérience. C'est en effet l'installation de la nouvelle chambre à vide qui a permis la réalisation de franges d'interférences contra-propageantes. Réalisée dans un bloc de Titane massif, celle-ci a spécialement été conçue pour le fonctionnement d'un interféromètre double espèce simultanément en impesanteur.

La campagne réalisée en septembre 2013, nous a ainsi permis de tester et valider l'enceinte dans des conditions de vols paraboliques. Des franges d'interférences à très court temps de vol ($T=100\text{ }\mu\text{s}$) furent réalisées et nous avons atteint des températures similaires à celle trouvées au laboratoire (i.e. autour de $2\text{ }\mu\text{K}$ pour rubidium) prouvant le bon fonctionnement du dispositif en vol. Certains changements et notamment l'installation d'une nouvelle antenne micro-onde ont ensuite permis de réaliser un interféromètre Rubidium performant ($\text{SNR}=166$, pour $T=100\text{ }\mu\text{s}$), nous encourageant à passer sur Potassium.

Les températures atteintes sur Potassium avec notre dispositif sont de l'ordre de $20\text{ }\mu\text{K}$, ce qui est l'état de l'art avec des techniques de refroidissement sub-Doppler. Mais le nouveau dispositif mis en place nous a surtout permis d'obtenir un accéléromètre Potassium pour la première fois. Pour chacun des atomes, nous sommes parvenus à réaliser un interféromètre jusqu'à environ $T \sim 10\text{ ms}$. Avec des temps de vol supérieur, l'interféromètre devient sensible aux vibrations présentes dans le laboratoire.

Ainsi, à la fin de ma thèse, nous avons pu mettre en place la méthode des corrélations sur l'interféromètre Rubidium et avons été capables d'effectuer des mesures de g en présence de vibrations, simulant les conditions de l'avion $0g$. J'ai pu me pencher sur certains effets systématiques affectant les interféromètres. La correction du déplacement lumineux sur rubidium fut effectuée mais est impossible pour le Potassium sans l'ajout d'un troisième laser. De plus, nous avons remarqué que sur

l'interféromètre Potassium, le décalage des franges est en grande partie dû au champ magnétique quadratique. Il est en effet apparu qu'un fort gradient (spatial et temporel) était présent dans l'enceinte au moment de l'interféromètre, dont l'origine exacte reste encore à déterminer.

Pendant l'écriture de ma thèse, des mesures de g ont été réalisées avec l'interféromètre double espèce. Les résultats préliminaires montrent une incertitude sur η de 8.1×10^{-7} , et il ne fait aucun doute que l'on pourra encore améliorer la sensibilité dans un futur proche.

Perspectives à court terme

Les récents résultats obtenus sont très encourageants et devraient permettre de réaliser un test du principe d'équivalence dans l'avion au cours de l'année qui suit. Dans l'état actuel de l'expérience, nous pouvons espérer une sensibilité sur η de l'ordre de 10^{-7} à bord de l'avion avec $T = 10$ ms. Le travail se concentrera également sur la caractérisation complète des deux interféromètres, de manière à isoler les contributions des effets systématiques sur le déphasage différentiel. En parallèle, l'intégration d'un troisième laser Potassium à 770 nm (raie D1) est actuellement en cours, pour atteindre des températures de l'ordre du microKelvin sur Potassium, avec la technique de la mélasse grise.

Des test sont également en cours sur un laser 30 W pour la réalisation d'un piège dipolaire. En effet, le nouveau dispositif a également été conçu de façon à pouvoir accueillir une paire de faisceaux croisés. Il sera ainsi possible d'atteindre des températures bien plus froides et des temps d'interrogation de l'ordre de la seconde, en vue d'achever une sensibilité sur η de l'ordre de 10^{-11} . Cela nécessitera de prendre en compte certains effets engendrés par les vibrations et la trajectoire parabolique de l'avion lors de la phase de micro-pesanteur, et impliquera certainement l'installation d'un système d'isolation des vibrations. Malgré la réjection effectuée avec le double interféromètre, un système passif risque de ne pas être suffisant, notamment pour les fluctuations d'accélération inférieures au Hertz. Une possibilité serait de désolidariser le rack où se trouve l'enceinte de la carlingue de l'avion, afin d'être en complète chute libre. Cependant un tel dispositif est difficilement envisageable compte tenu des règles de sécurité strictes de Novespace. On pourrait également imaginer mesurer ces accélérations avec un accéléromètre, et compenser en temps réel la phase des lasers. Il faudra alors élaborer une technique appropriée de façon à pouvoir rétroagir sur la phase des interféromètres en régime de faible accélération. Les pistes d'amélioration sont nombreuses et les choix devront être pris dans les mois ou années qui viennent.

Perspectives à plus long terme

Un test du principe d'équivalence dans l'avion doit donc être le principal objectif à court terme, car il sera certainement un appui important pour l'élaboration de futures missions spatiales. Ces récentes avancées sont donc capitales et permettront d'ouvrir la voie à de futures applications spatiales tel que le projet STE-Quest, visant une sensibilité sur η de l'ordre de 10^{-15} .

En parallèle du projet ICE, d'importants travaux de développement sont effectués sur la qualification spatiales de certains composants, mais également sur la conception et l'intégration de sources lasers fibrées à destination de la recherche ou de l'industrie. Ces recherches technologiques ont ainsi permis la naissance de la société MuQuans, qui réalise des gravimètres transportables pour la recherche (géophysique, hydrologie,...) mais également pour l'industrie comme la prospection minière et pétrolière.

L'interférométrie atomique évolue à grand pas, cantonnée à rester dans un laboratoire il y en a encore quelques années, elle s'exporte maintenant sur le terrain pour réaliser des mesures in-situ.

Un des autres objectifs du projet ICE est la navigation inertielle autonome. Le nouveau dispositif peut en effet accueillir 3 paires de faisceaux Raman (orthogonaux entre eux), permettant l'élaboration d'un accéléromètre trois axes.

La navigation inertielle est un système de positionnement très utilisée par les avions de ligne ou de chasse, les drones ou encore les sous marins. À partir de paramètres initiaux (position et vitesse initiale) dans un référentiel, il est possible, par la mesure des rotations et des accélérations sur chacun des axes, et une double intégration, de remonter à la position de l'appareil après un temps de trajet t . Ces centrales inertielles permettent en théorie de remonter à la position exacte d'un appareil de façon autonome, en s'affranchissant d'un système de géolocalisation par satellite par exemple.

En réalité, et quelque-soit le type de centrales inertielles utilisées (centrale à plateforme stabilisée ou centrale dite "*strap-down*"), on se confronte au problème de l'exactitude de la mesure. Les accéléromètres équipant ces centrales donnent en effet une mesure relative, et outre l'erreur sur les paramètres initiaux, ils nécessitent d'être calibrés. Cette calibration n'est jamais parfaite et on obtient un biais plus ou moins important sur la mesure (d'erreur non nulle en moyenne, constante ou dérivant lentement). L'intégration du signal d'accélération brute entraîne alors une dérive rapide et importante de la position estimée.

De façon à limiter cette dérive, les avions de ligne possèdent généralement 3 centrales inertielles, permettant de moyenner l'erreur. De plus, si une centrale dérive par rapport aux deux autres, son influence, dans le calcul de position, s'en trouvera réduite ou même annulée. La spécification de dérive maximale globale du système (à trois centrales) sur la position est généralement fixée à 3 milles marin par heure

(1 mille marin valant 1852 mètres) pour les avions de ligne. Sur plusieurs heures de vols ou jours de plongées, on constate donc que l'erreur de position peut s'avérer très importante et non négligeable. Afin d'y remédier, les centrales inertielles sont généralement couplées avec un ou plusieurs autres instruments qui permettent de recalibrer ou recalibrer certains paramètres pendant le trajet. L'hybridation des centrales peut être effectué avec un système de positionnement par satellite (information sur la position), de magnétomètre (informations sur l'attitude de l'appareil), baroaltimètre (information sur l'altitude),...

En projetant la mesure sur trois axes au lieu d'un, il est également possible d'utiliser les accéléromètres atomiques pour la navigation inertielle. La mesure absolue de l'accélération et la dérive quasi nulle des accéléromètres atomiques permettrait ainsi d'avoir un système complètement autonome, ne nécessitant aucune aide de système de positionnement par satellites [Jekeli 05].

Dans le futur, de telles centrales inertielles atomiques pourrait également équiper les satellites afin de connaître leur position et leur attitude exacte, facilitant ainsi le vol en constellation pour de grands interféromètres optiques spatiaux par exemple.

Si l'accéléromètre trois axes fut placé au second plan temporairement, il représente également un grand champ de recherche. Chaque campagne de vol nous apporte ainsi des informations sur le comportement de l'interféromètre hybride, nous permettant d'avancer à la fois sur l'accéléromètre double espèce mais également sur l'accéléromètre trois axes.

Annexes

A

Atomes Rb/K

A.1 Atome de Rubidium 87

Données principales de l'atome de ^{87}Rb issues de [Steck 09] :

Masse atomique	m	$1.443\,160\,648(72) \times 10^{-25} \text{ kg}$
Fréquence	ν	$384.230\,484\,468\,5(62) \text{ THz}$
Longueur d'onde	λ	$780.241\,209\,686(13) \text{ nm}$
Largeur de raie	$\Gamma/2\pi$	$6.0666(18) \text{ MHz}$
Fréquence d'horloge	G	$6.834\,682\,610\,904\,290(90) \text{ GHz}$
Vitesse de recul (1 photon)	v_r	5.8845 mm/s
Déplacement Zeeman quadratique	$\Delta\omega_{HFS}/2\pi B^2$	575.15 Hz/G^2
Intensité de saturation	I_{sat}	$1.669\,33(35) \text{ mW/cm}^2$

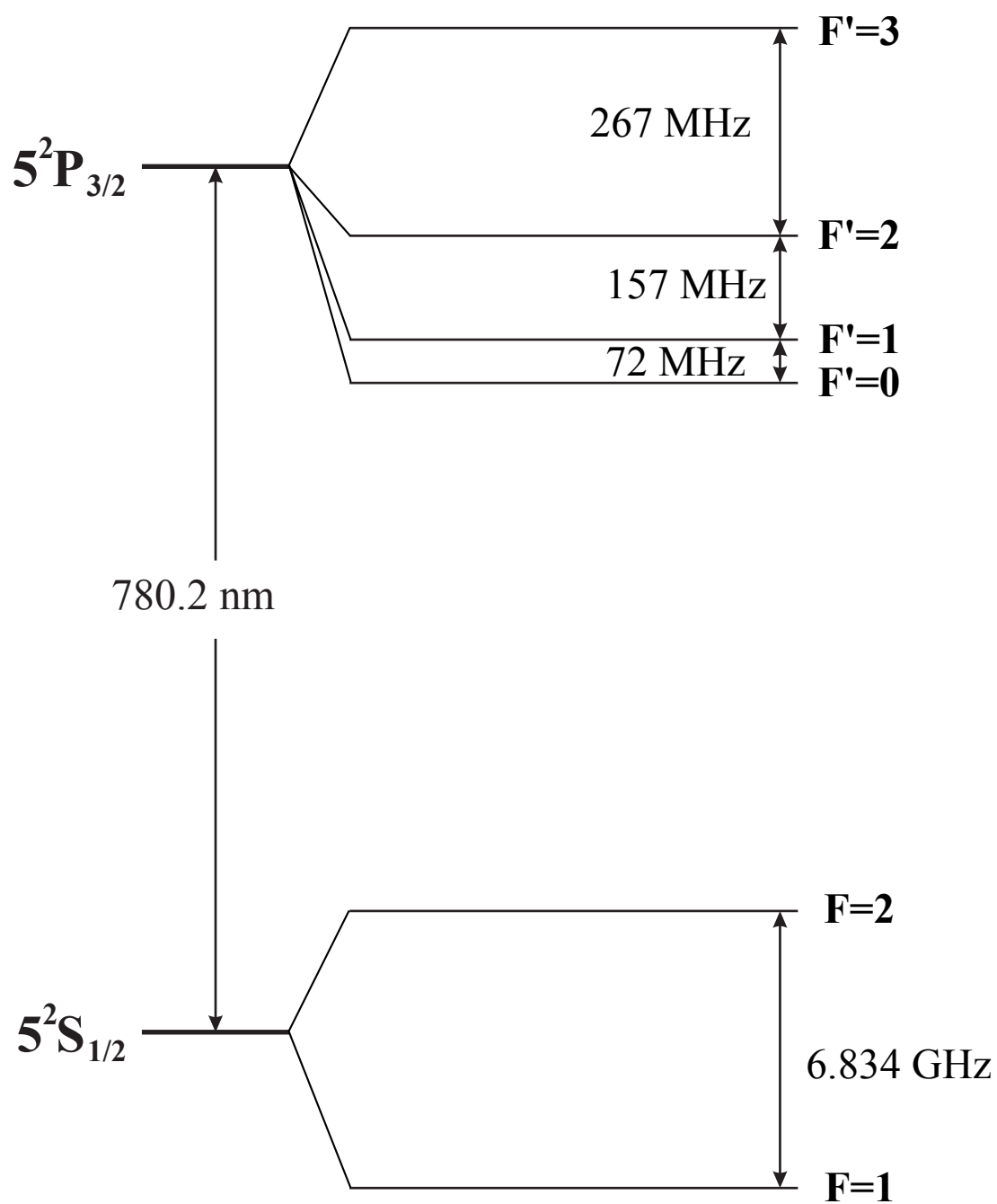


Figure A.1 Structure atomique hyperfine de la raie D2 du Rubidium 87

A.2 Atome de Potassium 39

Données principales de l'atome de ^{39}K issues de [Tiecke 11] :

Masse atomique	m	$6.470\,074\,92(33) \times 10^{-26} \text{ kg}$
Fréquence	ν	$391.016\,170\,03(12) \text{ THz}$
Longueur d'onde	λ	$766.700\,921\,822(24) \text{ nm}$
Largeur de raie	$\Gamma/2\pi$	$6.035(11) \text{ MHz}$
Fréquence d'horloge	G	$461.719\,720\,2(6) \text{ MHz}$
Vitesse de recul (1 photon)	v_r	$1.335\,736\,144(7) \text{ cm/s}$
Déplacement Zeeman quadratique	$\Delta\omega_{HFS}/2\pi B^2$	8508.2 Hz/G^2
Intensité de saturation	I_{sat}	1.75 mW/cm^2

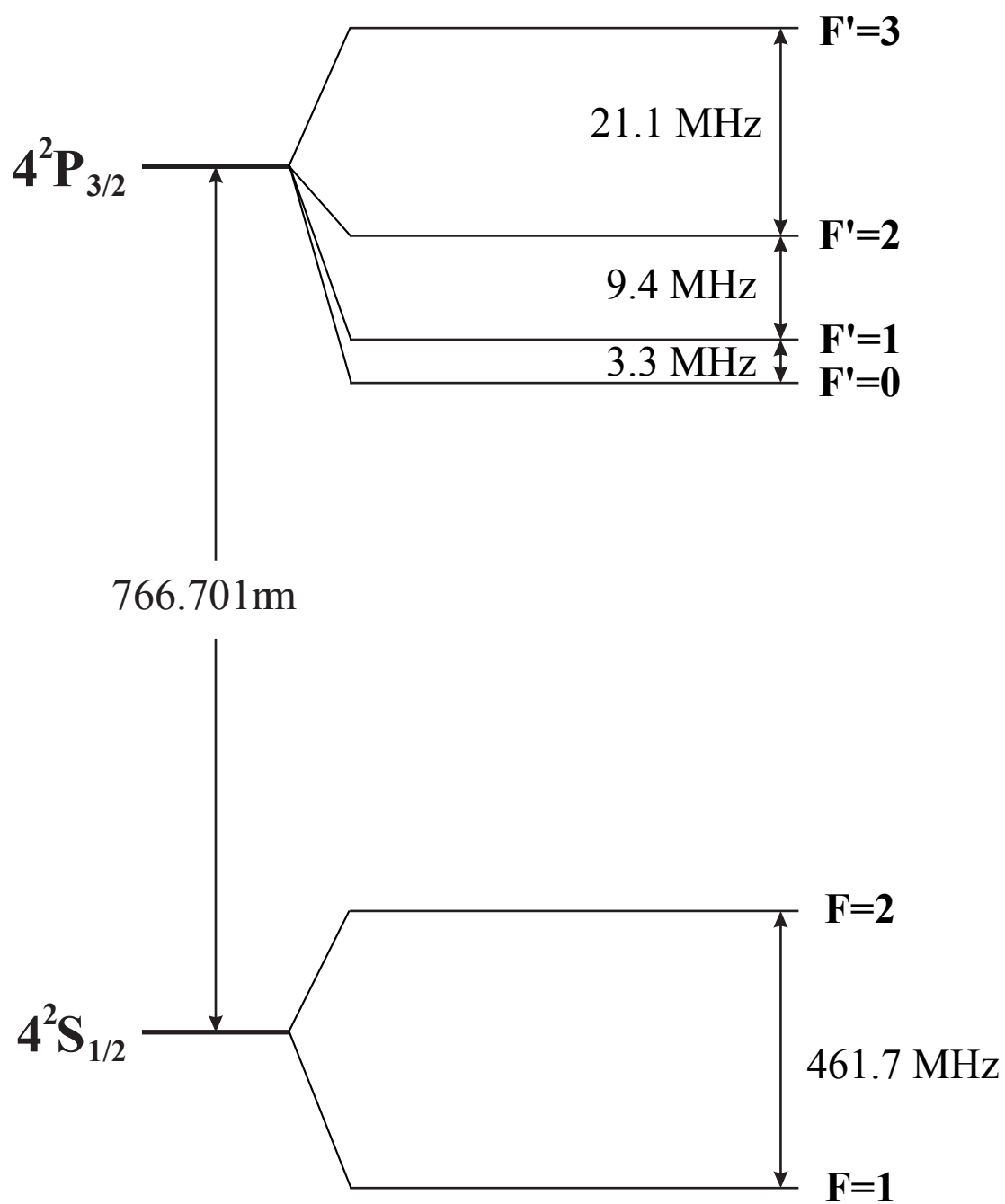


Figure A.2 Structure atomique hyperfine de la raie D2 du Potassium 39

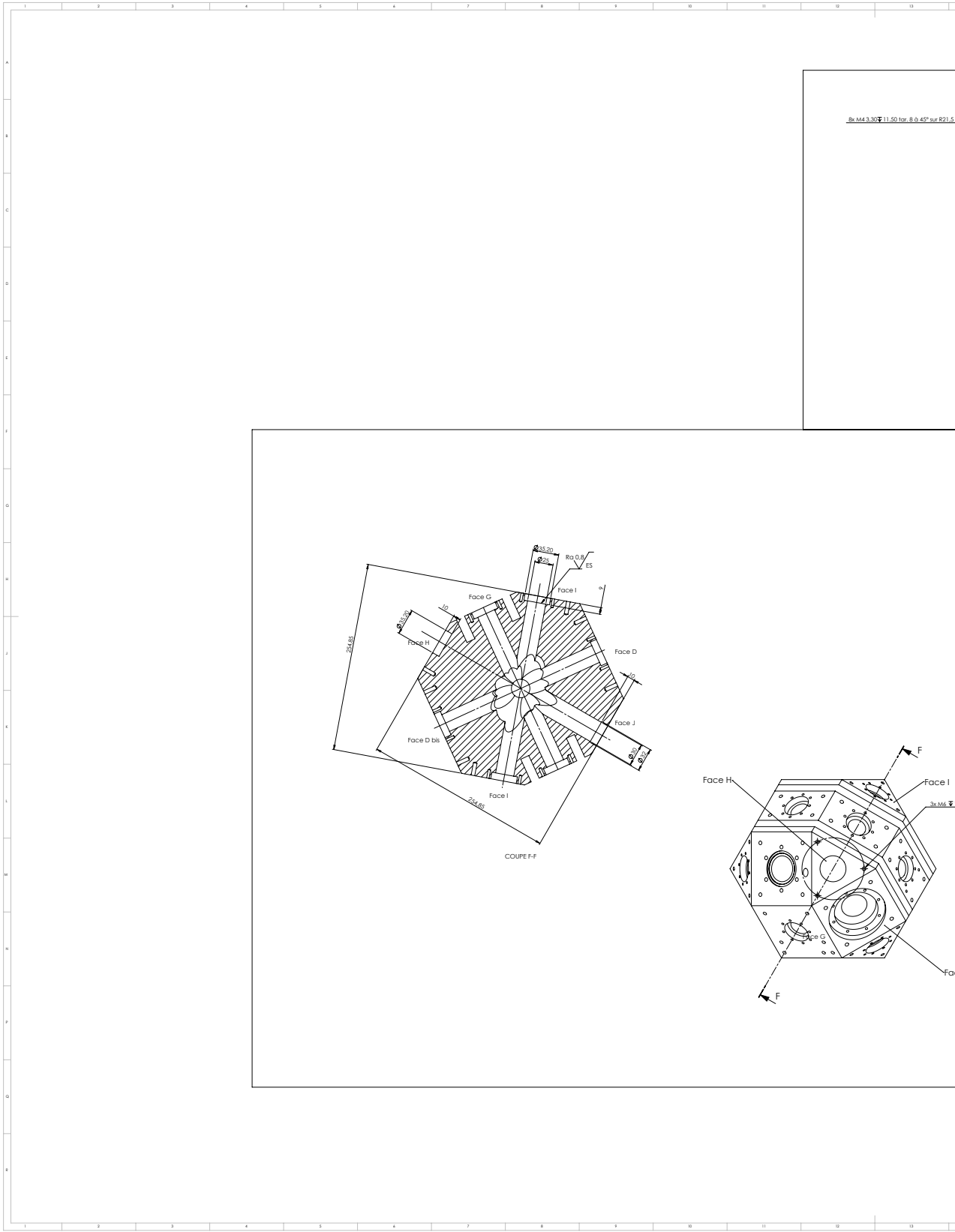
B

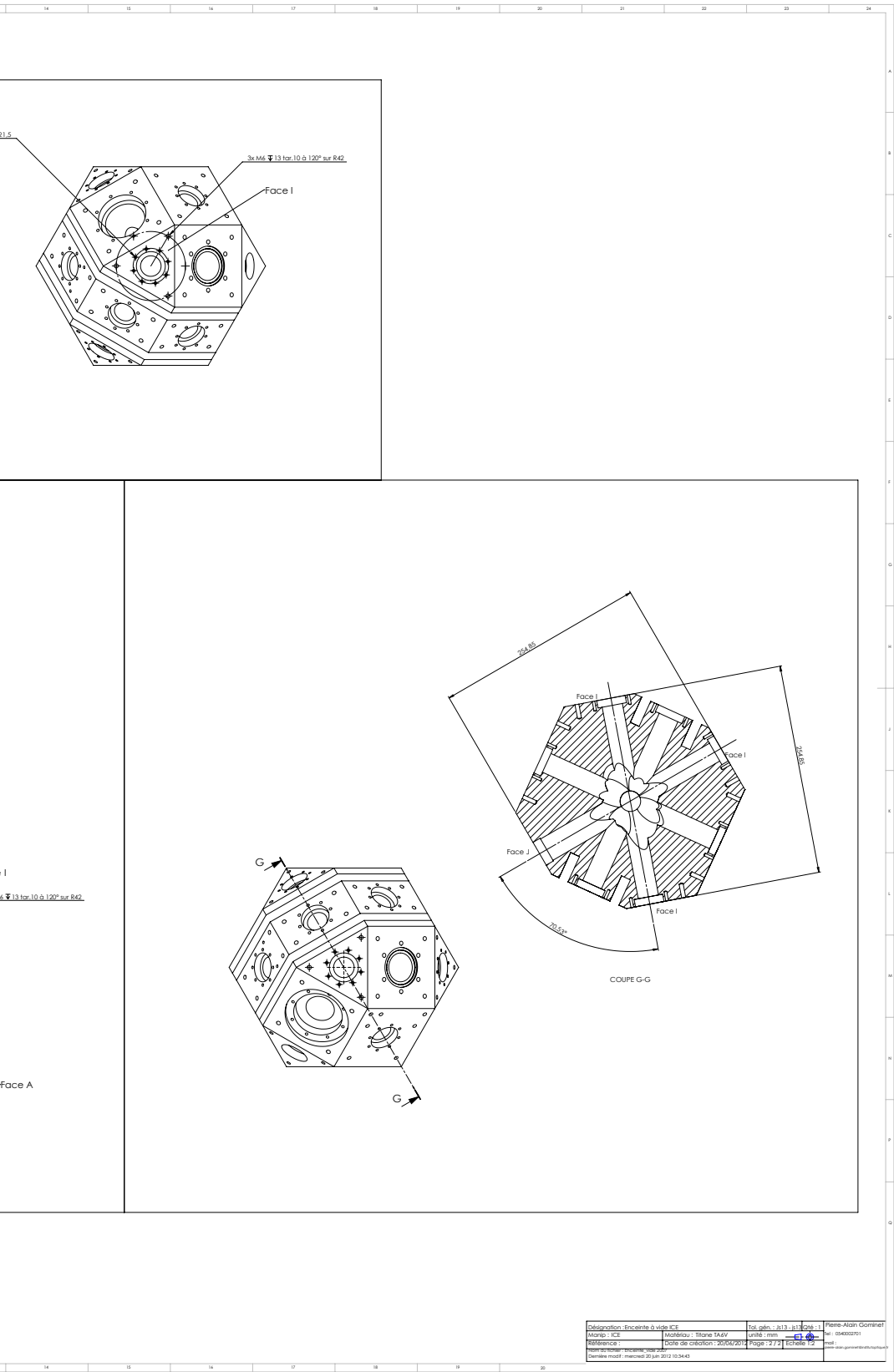
Plan enceinte

La conception de la nouvelle enceinte à vide fut commencée par Guillaume Stern, qui en a décidé la forme générale. J'ai ensuite continué le design afin de définir et satisfaire l'ensemble des spécifications. Dans les pages suivantes, je présente les plans de l'enceinte à vide utilisés pour sa construction.

Pour rappel, elle est en titane Gr. 5 massif et fut usinée dans la masse par la société SAP Micro-mécanique. De petits arrangements de l'état de surface de quelques zones ont ensuite été réalisés *a posteriori*, à l'Observatoire de Paris.







Publication

Publication

Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers

B. Barrett, P.-A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, B. Battelier, A. Bertoldi, J. Lautier, A. Landragin & P. Bouyer

Proceedings of the Enrico Fermi International School of Physics Enrico Fermi, Course 188, Varenna (2013).

Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers

B. BARRETT, P.-A. GOMINET, E. CANTIN, L. ANTONI-MICOLLIER, A. BERTOLDI,
B. BATTELIER and P. BOUYER

Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique d'Aquitaine and Université de Bordeaux, rue François Mitterrand, 33400 Talence, France

J. LAUTIER, and A. LANDRAGIN

LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

Summary. — The past three decades have shown dramatic progress in the ability to manipulate and coherently control the motion of atoms. This exquisite control offers the prospect of a new generation of inertial sensors with unprecedented sensitivity and accuracy, which will be important for both fundamental and applied science. In this article, we review some of our recent results regarding the application of atom interferometry to inertial measurements using compact, mobile sensors. This includes some of the first interferometer measurements with cold ^{39}K atoms, which is a major step toward achieving a transportable, dual-species interferometer with rubidium and potassium for equivalence principle tests. We also discuss future applications of this technology, such as remote sensing of geophysical effects, gravitational wave detection, and precise tests of the weak equivalence principle in Space.

1. – Introduction

In 1923, Louis de Broglie generalized the wave-particle duality of photons to material particles [1] with his famous expression, $\lambda_{dB} = h/p$, relating the momentum of the particle, p , to its wavelength. Shortly afterwards, the first matter-wave diffraction experiments were carried out with electrons [2], and later with a beam of He atoms [3]. Although these experiments were instrumental to the field of matter-wave interference, they also revealed two major challenges. First, due to the relatively high temperature of most accessible particles, typical de Broglie wavelengths were much less than a nanometer (thousands of times smaller than that of visible light)—making the wave-like behavior of particles difficult to observe. For a long time, only low-mass particles such as neutrons or electrons could be coaxed to behave like waves since their small mass resulted in a relatively large de Broglie wavelength. Second, there is no natural mirror or beam-splitter for matter waves because solid matter usually scatters or absorbs atoms. Initially, diffraction from the surface of solids, and later from micro-fabricated gratings, was used as the first type of atom optic. After the development of the laser in the 1960's, it became possible to use the electric dipole interaction with near-resonance light to diffract atoms from “light gratings”.

In parallel, the coherent manipulation of internal atomic states with resonant radio frequency (rf) waves was demonstrated in experiments by Rabi [4]. Later, pioneering work by Ramsey [5] lead to long-lived coherent superpositions of quantum states. The techniques developed by Ramsey would later be used to develop the first atomic clocks, which were the first matter-wave sensors to find industrial applications.

From the late 1970's until the mid-90's, a particular focus was placed on laser-cooling and trapping neutral atoms [6, 7, 8, 9, 10] which eventually led to two nobel prizes in physics [11, 12]. Heavy neutral atoms such as sodium and cesium were slowed to velocities of a few millimeters per second (corresponding to temperatures of a few hundred nano-Kelvin), thus making it possible to directly observe the wave-like nature of matter.

The concept of an atom interferometer was initially patented in 1973 by Altschuler and Franz [13]. By the late 1980s, multiple proposals had emerged regarding the experimental realization of different types of atom interferometers [14, 15, 16, 17]. The first demonstration of cold-atom-based interferometers using stimulated Raman transitions was carried out by Chu and co-workers [18, 19, 20]. Since then, the field of atom interferometry has evolved quickly. Although the state-labeled, Raman-transition-based interferometer remains the most developed and commonly used type, a significant effort has been directed toward the exploration and development of new types of interferometers [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37].⁽¹⁾

Atom interferometry is nowadays one of the most promising candidates for ultra-precise and ultra-accurate measurements of inertial forces and fundamental constants

⁽¹⁾ For a more complete history and review of atom interferometry experiments see, for example, ref. [38].

[39, 40, 41, 42, 43]. The realization of a Bose-Einstein condensation (BEC) from a dilute gas of trapped atoms [9, 10] has produced the matter-wave analog of a laser in optics [44, 45, 46, 47]. Similar to the revolution brought about by lasers in optical interferometry, BEC-based interferometry is expected to bring the field to an unprecedented level of accuracy [48].

Lastly, there remained a very promising application for the future: atomic inertial sensors. Such devices are inherently sensitive to, for example, the acceleration due to gravity, or the acceleration or rotation undergone by the interferometer when placed in a non-inertial reference frame. Apart from industrial applications, which include navigation and mineral prospecting, their ability to detect minuscule changes in inertial fields can be utilized for testing fundamental physics, such as the detection of gravitational waves or geophysical effects. Inertial sensors based on ultra-cold atoms are only expected to reach their full potential in space-based applications, where a micro-gravity environment will allow the interrogation time, and therefore the sensitivity, to increase by orders of magnitude compared to ground-based sensors.

The remainder of the article is organized as follows. In sect. 2, we review, briefly, the basic principles of an interferometer based on matter waves and give some theoretical background for calculating interferometer phase shifts. Section 3 provides a detailed description of the interferometer sensitivity function, and the important role it plays in measuring phase shifts in the presence of noise. In sect. 4, we discuss various types of lab-based inertial sensors. This is followed by sect. 5 with a description of mobile sensors and recent experimental results. Section 6 reviews some applications of remote atomic sensors to geophysics and gravitational wave detection. Finally, in sect. 7, we outline the advantages of space-based atom interferometry experiments, and describe two proposals for precise tests of the weak equivalence principle. We conclude the article in sect. 8.

2. – Theoretical background

2.1. Principles of a matter-wave interferometer. – Generally, atom interferometry is performed by applying a sequence of coherent beam-splitting processes separated by an interrogation time T , to an ensemble of particles. This is followed by detection of the particles in each of the two output channels, as is illustrated in fig. 1(a). The interpretation in terms of matter waves follows from the analogy with optical interferometry. The incoming matter wave is separated into two different paths by the first beam-splitter, and the accumulation of phase along the two paths leads to interference at the last beam-splitter. This produces complementary probability amplitudes in the two channels, where the detection probability oscillates sinusoidally as a function of the total phase difference, $\Delta\phi$. In general, the sensitivity of the interferometer is proportional to the enclosed area between the two interfering pathways.

A well-known configuration of an atom interferometer is designed after the optical Mach-Zehnder interferometer: two splitting processes with a mirror placed at the center to close the two paths [see fig. 1(b)]. Usually, a matter-wave diffraction process replaces the mirrors and the beam-splitters and, when compared with optical diffraction, these

4

B. BARRETT, P.-A. GOMINET, E. CANTIN, L. ANTONI-MICOLLIER, ETC.

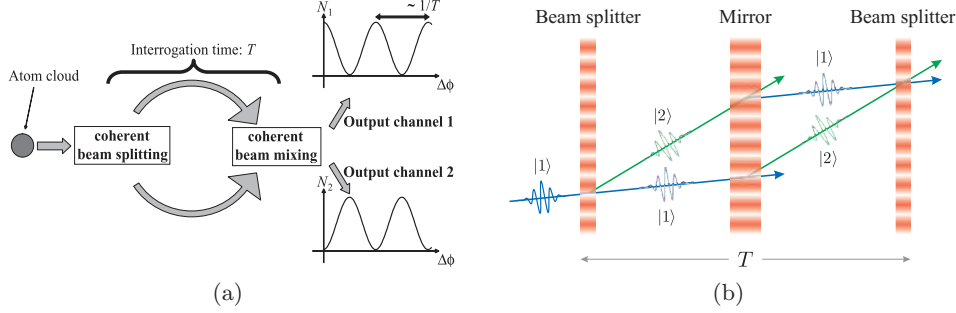


Fig. 1. – (Colour online) (a) Principle of an atom interferometer. An initial atomic wavepacket is split into two parts by a coherent beam-splitting process. The wavepackets then propagate freely along the two different paths for an interrogation time T , during which the two wavepackets can accumulate different phases. After this time, the wavepackets are coherently mixed and interference causes the number of atoms at each output port, N_1 and N_2 , to oscillate sinusoidally with respect to this phase difference, $\Delta\phi$. (b) The basic Mach-Zehnder configuration of an atom interferometer. An atom initially in a quantum state $|1\rangle$ is coherently split into a superposition of states $|1\rangle$ and $|2\rangle$. A mirror is placed at the center to close the two atomic trajectories. Interference between the two paths occurs at the second beam-splitter.

processes can be separated either in space or in time. During the interferometer sequence, the atom resides in two different internal states while following the spatially-separated paths. In comparison, interferometers using diffraction gratings (which can be comprised of either light or matter) utilize atoms that have been separated spatially, but reside in the same internal state. This is the case, for example, with single-state Talbot-Lau interferometers [21, 24, 34, 33], which have also been demonstrated with heavy molecules [27].

Light-pulse interferometers work on the principle that, when an atom absorbs or emits a photon, momentum must be conserved between the atom and the light field. Consequently, when an atom absorbs (emits) a photon of momentum $\hbar\mathbf{k}$, it will receive a momentum impulse of $\hbar\mathbf{k}$ ($-\hbar\mathbf{k}$). When a resonant traveling wave is used to excite the atom, the internal state of the atom becomes correlated with its momentum: an atom in its ground state $|1\rangle$ with momentum \mathbf{p} (labeled $|1, \mathbf{p}\rangle$) is coupled to an excited state $|2\rangle$ of momentum $\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}$ (labeled $|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$).

The most developed type of light-pulse atom interferometer is that which utilizes two-photon velocity-selective Raman transitions to manipulate the atom between separate long-lived ground states. With the Raman method, two laser beams of frequency ω_1 and ω_2 are tuned to be nearly resonant with an optical transition. Their frequency difference $\omega_1 - \omega_2$ is chosen to be resonant with a microwave transition between two hyperfine ground states. Under appropriate conditions, the atomic population oscillates between these two states as a function of the interaction time with the lasers, τ . The ‘‘Rabi’’ frequency associated with this oscillation, Ω_{eff} , is proportional to the product of the two single-photon Rabi frequencies of the each Raman beam, and inversely proportional to

the optical detuning from a common hyperfine excited state. Thus, pulses of the Raman lasers can be tuned to coherently split (with a pulse area $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$) or reflect (with a pulse area $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$) the atomic wavepackets.

When the Raman beams are counter-propagating (*i.e.* when the wave vector $\mathbf{k}_2 \approx -\mathbf{k}_1$), a momentum exchange of approximately twice the single photon momentum accompanies these transitions: $\hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \approx 2\hbar\mathbf{k}_1$. This results in a strong sensitivity to the Doppler frequency associated with the motion of the atom.⁽²⁾

Henceforth, we shall consider only the most commonly used interferometer configuration, which is the so-called “three-pulse” or “Mach-Zehnder” configuration formed from a $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pulse sequence to coherently divide, reflect and finally recombine atomic wavepackets.⁽³⁾ This pulse sequence is illustrated in fig. 2. Here, the first $\pi/2$ -pulse excites an atom initially in the $|1, \mathbf{p}\rangle$ state into a coherent superposition of ground states $|1, \mathbf{p}\rangle$ and $|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, where \mathbf{k}_{eff} is the difference between the two Raman wave vectors. In a time T , the two parts of the wavepacket drift apart by a distance $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}T/M$. Each partial wavepacket is redirected by a π -pulse which induces the transitions $|1, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ and $|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |1, \mathbf{p}\rangle$. After another interval T the two partial wavepackets overlap again. A final $\pi/2$ -pulse causes the two wavepackets to recombine and interfere. The interference is detected, for example, by measuring the total number of atoms in the internal state $|2\rangle$ at any point after the Raman pulse sequence. This allows one to easily access the interferometer transition probability, which oscillates sinusoidally with the interferometer phase Φ :

$$(1) \quad P(\Phi) = \frac{N_1}{N_1 + N_2} = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\Phi).$$

Here, N_1 (N_2) represents the number of atoms detected in the state $|1\rangle$ ($|2\rangle$), the offset of the probability is usually $P_0 \sim 0.5$, and C is the contrast of the fringe pattern. In comparison, the detection scheme for single-state interferometers [22, 21, 24, 33, 34, 35, 49] requires a near-resonant traveling wave laser to coherently backscatter off of the atomic density grating formed at $t = 2T$. Here, the interferometer phase can be detected by heterodyning the backscattered beam with an optical local oscillator.

Another positive feature of this type of interferometer is that the linewidth of stimulated Raman transitions can be adjusted to tune the spread of transverse velocities addressed by the pulse. This relaxes the “velocity collimation” requirements and can increase the number of atoms that contribute to the interferometer signal. In contrast, Bragg scattering from standing waves is efficient only for narrow velocity spreads, where the width is much less than the photon recoil velocity.

⁽²⁾ In contrast, when the beams are aligned to be co-propagating (*i.e.* $\mathbf{k}_2 \approx \mathbf{k}_1$), these transitions have a negligible effect on the atomic momentum and the transition frequency is essentially insensitive to the Doppler shift of moving atoms.

⁽³⁾ Other possible configurations include that of the Ramsey-Bordé interferometer: $\pi/2 - \pi/2 - \pi/2 - \pi/2$, or those utilizing Bloch-oscillation pulses or large momentum transfer pulses to increase the interferometer sensitivity.

6

B. BARRETT, P.-A. GOMINET, E. CANTIN, L. ANTONI-MICOLIER, ETC.

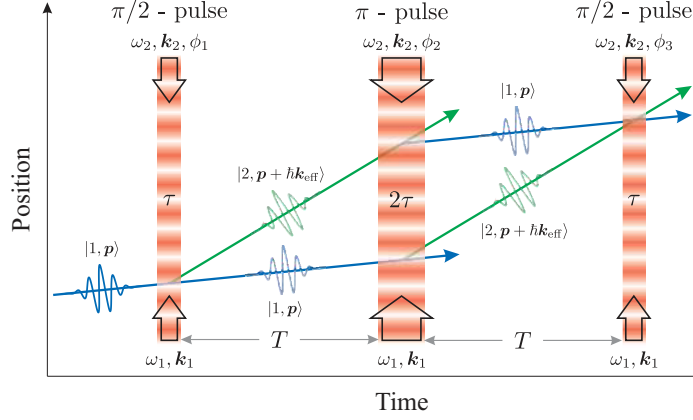


Fig. 2. – (Colour online) Three-pulse atom interferometer based on stimulated Raman transitions. Here, $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ is the effective wave vector for the two-photon transition, and the pulse duration τ is defined by $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$.

2.2. Phase shifts from the classical action. – In this section, we give a brief review of the Feynman path integral approach to computing the interferometer phase shift from the classical action. Then, in sect. 2.3, we apply this formalism to the specific example of the three-pulse interferometer in the presence of a constant acceleration. Both of these sections are largely based on ref. [50].

According to the principle of least action, the actual path, $z(t)$, taken by a classical particle is the one for which the action S is extremal. The action is defined as

$$(2) \quad S = \int_{t_a}^{t_b} dt \mathcal{L}[z(t), \dot{z}(t)],$$

where $\mathcal{L}(z, \dot{z})$ is the Lagrangian of the system. The action corresponding to this path is called the classical action, S_{cl} , and it can be shown to depend on only the initial and final points $\{z_a t_a, z_b t_b\}$ in spacetime: $S_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a)$.

Given the initial state of a quantum system at time t_a , the state at a later time t_b is determined through the evolution operator U

$$(3) \quad |\Psi(t_b)\rangle = U(t_b, t_a) |\Psi(t_a)\rangle.$$

The projection of this state on the position basis gives the wavefunction at time t_b

$$(4) \quad \Psi(z_b, t_b) = \int dz_a K(z_b t_b, z_a t_a) \Psi(z_a, t_a),$$

where K is called the quantum propagator, and is defined as [50]

$$(5) \quad K(z_b t_b, z_a t_a) \equiv \langle z_b | U(t_b, t_a) | z_a \rangle.$$

The quantity $|K(z_b t_b, z_a t_a)|^2$ gives the probability of finding the particle at the spacetime position $z_b t_b$, provided it started from the point $z_a t_a$. As demonstrated by Feynman [51], the quantum propagator can be expressed equivalently as a sum over all possible paths, \mathcal{P} , connecting point $z_a t_a$ to $z_b t_b$.

$$(6) \quad K(z_b t_b, z_a t_a) \propto \sum_{\mathcal{P}} e^{iS_{\mathcal{P}}/\hbar} = \int_a^b dz(t) e^{iS_{\mathcal{P}}/\hbar}.$$

Since the action is extremal for the classical path, the phase factors $e^{iS_{\mathcal{P}}/\hbar}$ associated with neighboring paths tend to interfere constructively. For other paths, $S_{\mathcal{P}}$ generally varies rapidly compared to S_{cl} , thus, they interfere destructively and don't contribute to $K(z_b t_b, z_a t_a)$.

In the general case of a system that can be described by a Lagrangian that is, at most, quadratic in $z(t)$ and $\dot{z}(t)$, the quantum propagator can be expressed in the simple form [50]

$$(7) \quad K(z_b t_b, z_a t_a) = F(t_b, t_a) e^{iS_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a)/\hbar},$$

where $F(t_b, t_a)$ is a function that depends on only the initial and final times. Inserting this result into eq. (4) for the final wavefunction gives

$$(8) \quad \Psi(z_b, t_b) = F(t_b, t_a) \int dz_a e^{iS_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a)/\hbar} \Psi(z_a, t_a).$$

In the integral over z_a , the neighborhood of the positions where the phase of $e^{iS_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a)/\hbar}$ cancels the phase of $\phi(z_a, t_a)$ will be the most dominant. Equation (8) has a simple interpretation: the phase of the final wavefunction, φ_b , is determined by the classical action, $S_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a)$, and the phase of the wavefunction at the initial point, φ_a . In the case of an atom interferometer, the phase shift introduced between two arms is then simply the difference in classical action between the two closed paths.

2.3. Application to the three-pulse interferometer. – In this section, we will apply the formalism of the previous section to compute the phase shift of the three-pulse Mach-Zehnder atom interferometer (shown in fig. 2) in the presence of the acceleration due to gravity, g . This type of interferometer, which has the Raman lasers oriented along the vertical direction, was first demonstrated by Kasevich & Chu [18, 19] and later developed for precise measurements of g in an atomic fountain [52, 39].

To evaluate the phase of the wavefunction after the interferometer pulse sequence (which governs the probability of detecting the atoms in either of the two ground states), we first describe the physics of two-photon Raman transitions. Figure 3 illustrates the energy levels of the atom as a function of momentum, p . Two counter-propagating plane waves, with frequencies ω_1 and ω_2 , wave vectors \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 , and phase difference ϕ , induce a transition between ground states $|1\rangle$ and $|2\rangle$ via off-resonant coupling from a common excited state $|e\rangle$. In the process, the atom scatters one photon from each beam

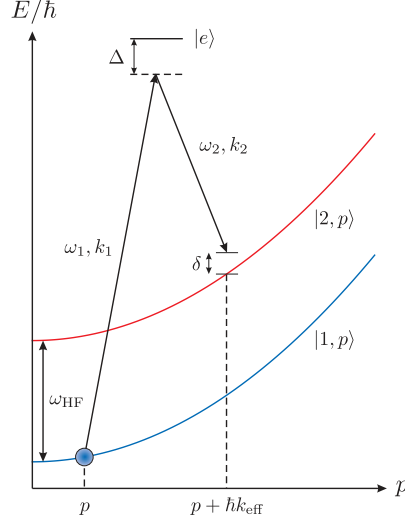


Fig. 3. – (Colour online) Raman transition energy levels. Atoms initially in the state $|1, p\rangle$ are transferred to $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ via a two-photon transition from counter-propagating Raman beams. The hyperfine ground states are separated by $\hbar\omega_{\text{HF}}$ in energy, the one-photon detuning of the Raman beams from the common excited state $|e\rangle$ is Δ , and δ is the two-photon detuning given by eq. (9).

for a total momentum transfer of $\hbar \mathbf{k}_{\text{eff}} = \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$. The two-photon detuning δ , which characterizes the resonance condition for the Raman transition, is given by

$$(9) \quad \delta = \omega_{\text{eff}} - \omega_{\text{HF}} - \frac{\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{p}}{M} - \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2M},$$

where $\omega_{\text{eff}} \equiv \omega_1 - \omega_2$ is the frequency difference between Raman lasers, ω_{HF} is the hyperfine splitting between the two ground states, and M is the mass of the atom. ⁽⁴⁾ The last two terms in eq. (9) are the Doppler frequency and two-photon recoil frequency, respectively.

Under certain conditions, the Schrödinger equation associated with the interaction with the Raman beams can be written as

$$(10) \quad \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} |\chi_{\text{eff}}| & \chi_{\text{eff}} e^{i(\delta t + \phi)} \\ \chi_{\text{eff}}^* e^{-i(\delta t + \phi)} & |\chi_{\text{eff}}| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t_0) \\ c_2(t_0) \end{pmatrix}.$$

Here, the wave function is defined as a time-dependent superposition between the two

⁽⁴⁾ We have ignored shifts in the atomic energy levels due to the AC Stark effect in eq. (9).

states:

$$(11) \quad |\Psi(t)\rangle \equiv c_1(t)e^{-i(p^2/2M\hbar)t} |1, p\rangle + c_2(t)e^{-i[(p+\hbar k_{\text{eff}})^2/2M\hbar + \omega_{\text{HF}}]t} |2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle,$$

and $\chi_{\text{eff}} \equiv \Omega_{\text{eff}}/2 = \Omega_1^* \Omega_2 / \Delta$ is half of the effective Rabi frequency. To arrive at eq. (10), we have made a number of assumptions. First, the two Raman frequencies, ω_1 and ω_2 , are shifted far from the excited state such that their one-photon detuning is much larger than the transition linewidth: $|\Delta| \gg \Gamma$. This allows us to ignore spontaneous emission effects and to eliminate the evolution of the excited state. Second, we assume the light intensity is constant, and that the two Rabi frequencies, Ω_1 and Ω_2 , associated with each single-photon transition are equal: $\Omega_1 = \Omega_2 \equiv \Omega$. Third, we assume that $|\delta| \ll |\Omega|$ and ignore terms of order δ/Ω .

The solution to eq. (10) can be shown to be [53]

$$(12) \quad \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} = U_{\chi, \phi}(t, t_0) \begin{pmatrix} c_1(t_0) \\ c_2(t_0) \end{pmatrix},$$

where $U_{\chi, \phi}(t, t_0)$ is the evolution matrix from time $t_0 \rightarrow t$ given by

$$(13) \quad U_{\chi, \phi}(t, t_0) = e^{i\chi_{\text{eff}}(t-t_0)} \begin{pmatrix} \cos \chi_{\text{eff}}(t-t_0) & ie^{i(\delta t_0 + \phi)} \sin \chi_{\text{eff}}(t-t_0) \\ ie^{-i(\delta t_0 + \phi)} \sin \chi_{\text{eff}}(t-t_0) & \cos \chi_{\text{eff}}(t-t_0) \end{pmatrix}.$$

This expression describes the time-dependence of the atomic state amplitudes during a Raman pulse with phase difference ϕ and effective Rabi frequency $\Omega_{\text{eff}} = 2\chi_{\text{eff}}$.

The total phase shift of the interferometer is equal to the difference in phase accumulated between the upper and lower pathways shown in fig. 4. It can be divided into three terms:

$$(14) \quad \Phi_{\text{total}} = \Phi_{\text{propagation}} + \Phi_{\text{light}} + \Phi_{\text{separation}},$$

the phase shift from the free propagation of the atom, $\Phi_{\text{propagation}}$, the phase shift from the atom-laser interaction during the Raman transitions, Φ_{light} , and the phase shift originating from a difference in initial position of the interfering wave packets, $\Phi_{\text{separation}}$. This last term is zero in this case, because the two wave packets are initially overlapped. However, it is non-zero when considering higher-order potentials [39], such as that produced by a gravity gradient (which varies as z^2).

First, we examine the phase due to the propagation of the atoms along the two arms of the interferometer. To do this, we use the relation

$$(15) \quad \Phi_{\text{propagation}} = (S_L - S_U)/\hbar,$$

where S_U and S_L are the classical actions evaluated along the upper and lower atomic trajectories, respectively, as shown in fig. 4. For an atom of mass M in free-fall with

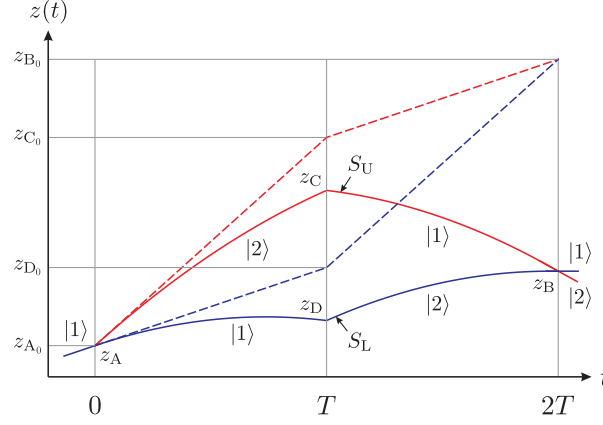


Fig. 4. – (Colour online) Center-of-mass trajectories taken by the atoms in a Mach-Zehnder interferometer with gravity (dashed lines) and without gravity (solid lines).

Earth's gravitational field, the classical action takes the form [50]

$$\begin{aligned}
 S_{\text{cl}}(z_b t_b, z_a t_a) &= \int_{t_a}^{t_b} dt \left[\frac{1}{2} M v(t)^2 - M g z(t) \right] \\
 (16) \qquad \qquad \qquad &= \frac{M}{2} \frac{(z_b - z_a)^2}{(t_b - t_a)} - \frac{M g}{2} (z_b + z_a)(t_b - t_a) - \frac{M g^2}{24} (t_b - t_a)^3.
 \end{aligned}$$

Computing the difference in action between the two classical paths we find

$$(17) \qquad S_L - S_U = \frac{M}{T} (z_D - z_C)(z_C + z_D - z_A - z_B - gT^2).$$

However, from the equations of motion, it is straightforward to show that the vertices along the parabolic trajectories are related to the corresponding points along the straight-line paths in the absence of gravity (see fig. 4):

$$z_A = z_{A_0}, \quad z_C = z_{C_0} - \frac{1}{2} g T^2, \quad z_D = z_{D_0} - \frac{1}{2} g T^2, \quad z_B = z_{B_0} - 2gT^2.$$

Evaluating the last term in eq. (17), we find

$$(18) \qquad z_C + z_D - z_A - z_B - gT^2 = z_{C_0} + z_{D_0} - z_{A_0} - z_{B_0} = 0,$$

since the straight-line trajectories enclose a parallelogram. Hence, the phase shift due to the propagation of the wavefunction vanishes: $\Phi_{\text{propagation}} = 0$. The interferometer

phase is then completely determined by the contribution from the interaction with the Raman beams, Φ_{light} , which we now discuss.⁽⁵⁾

Similar to $\Phi_{\text{propagation}}$, the laser phase can be written as the difference between the phase accumulated along the upper and lower pathways:

$$(19) \quad \Phi_{\text{light}} = \varphi_{\text{L}}^{\text{light}} - \varphi_{\text{U}}^{\text{light}}.$$

Table I summarizes the laser phase contributions to the wave function that result from Raman transitions [39]. As a result of the $\pi/2 - \pi - \pi/2$ sequence, along the upper path the atomic state changes from $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle$, giving

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{U}}^{\text{light}} &= [k_{\text{eff}}(z_{\text{A}_0}) - \omega_{\text{eff}}(0) - \phi_1] - \left[k_{\text{eff}} \left(z_{\text{C}_0} - \frac{1}{2}gT^2 \right) - \omega_{\text{eff}}(T) - \phi_2 \right] \\ &\quad + [k_{\text{eff}}(z_{\text{B}_0} - 2gT^2) - \omega_{\text{eff}}(2T) - \phi_3] \\ &= k_{\text{eff}} \left(z_{\text{A}_0} + z_{\text{B}_0} - z_{\text{C}_0} - \frac{3}{2}gT^2 \right) - \omega_{\text{eff}}T - (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3). \end{aligned}$$

Here, ϕ_1 , ϕ_2 and ϕ_3 are the Raman phases during the first, second and third pulses, respectively. Similarly, along the lower path we have $|1\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |2\rangle$, thus the laser phase is

$$\varphi_{\text{L}}^{\text{light}} = \left[k_{\text{eff}} \left(z_{\text{D}_0} - \frac{1}{2}gT^2 \right) - \omega_{\text{eff}}T - \phi_2 \right].$$

Finally, using relation (18), we find the interferometer phase to be

$$(20) \quad \Phi_{\text{total}} = \Phi_{\text{light}} = k_{\text{eff}}gT^2 + (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3).$$

Since the phase scales as gT^2 , this relation portrays the intrinsically high sensitivity of the interferometer to gravitational acceleration. One can generalize this result to show that the interferometer is sensitive to a variety of inertial effects arising from different forces.

In summary, inertial forces manifest themselves in the interferometer by changing the relative phase of the matter waves with respect to the phase of the driving light field. The physical manifestation of the phase shift is a change in the probability of finding the atoms in, for example, the state $|1\rangle$, after the interferometer pulse sequence. A complete relativistic treatment of wave packet phase shifts in the case of an acceleration, an acceleration with a spatial gradient, or a rotation can be realized with the ABCD ξ formalism [54, 55, 56], which is a generalization of ABCD matrices for light optics.

⁽⁵⁾ There is zero contribution to Φ_{total} from the evolution of the internal atomic energies because the atom spends the same amount of time in each state.

TABLE I. – *Phase contributions to the wave function for different Raman transitions.*

Internal State	Momentum	Phase shift
$1 \rightarrow 2$	$p \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	$+ [k_{\text{eff}} z(t) - \omega_{\text{eff}} t - \phi]$
$2 \rightarrow 1$	$p + \hbar k_{\text{eff}} \rightarrow p$	$- [k_{\text{eff}} z(t) - \omega_{\text{eff}} t - \phi]$
$1 \rightarrow 1$	$p \rightarrow p$	0
$2 \rightarrow 2$	$p + \hbar k_{\text{eff}} \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	0

3. – The sensitivity function

In this section, we provide a detailed analysis of the sensitivity function, $g(t)$, which characterizes how the atomic transition probability, and therefore the measured interferometer phase, behaves in the presence of fluctuations in the phase difference ϕ between Raman beams. Developed previously for use with atomic clocks [57], it is an extremely useful tool that can be applied, for example, to evaluate the response of the interferometer to laser phase noise [58], or to correct the interferometer phase for unwanted vibrations in the Raman beam optics [59].

Suppose there is a small, instantaneous phase jump of $\delta\phi$ at time t during the Raman pulse sequence. This changes the transition probability $P(\Phi)$ by a corresponding amount δP . The sensitivity function is a unitless quantity defined as

$$(21) \quad g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi}.$$

The utility of this function can be demonstrated by considering the case of an arbitrary, time-dependent phase noise, $\phi(t)$, in the Raman lasers. The change in interferometer phase, $\delta\Phi$, induced by this noise is

$$(22) \quad \delta\Phi = \int g(t) d\phi(t) = \int g(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt.$$

Thus, for a sinusoidally modulated phase given by $\phi(t) = A_\phi \cos(\omega_\phi t + \theta)$, we find $\delta\Phi = A_\phi \omega_\phi \text{Im}[G(\omega_\phi)] \cos\theta$, where $G(\omega)$ is the Fourier transform of the sensitivity function:

$$(23) \quad G(\omega) = \int e^{-i\omega t} g(t) dt.$$

If we then average over a random distribution of the modulation phase θ , the root-mean-squared (rms) value of the interferometer phase can be shown to be $\delta\Phi_{\text{rms}} = |A_\phi \omega_\phi G(\omega_\phi)|$. From this relation, we can deduce the weight function that transforms sinusoidal laser phase noise into interferometer phase noise (the so-called transfer function):

$$(24) \quad H(\omega) = \omega G(\omega).$$

Using the transfer function, we can tackle the more general case of broad-spectral phase noise [with power spectral density given by $S_\phi(\omega)$], and compute the rms standard deviation of the interferometric phase noise, σ_Φ^{rms} , using the following relation

$$(25) \quad (\sigma_\Phi^{\text{rms}})^2 = \int_0^\infty |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) d\omega.$$

At this point, we need to know the exact form of the sensitivity function, $g(t)$, to determine the response of a given atom interferometer. For this purpose, we will use the three-pulse Mach-Zehnder configuration as an example. More specifically, we consider a pulse sequence $\tau_R - T - 2\tau_R - T - \tau_R$, where τ_R is the duration of the beam-splitting pulse (with a pulse area $\Omega_{\text{eff}}\tau_R = \pi/2$), T is a period of free evolution, $2\tau_R$ is the duration of the reflection pulse, and so on. This pulse sequence results in the well known transition probability

$$(26) \quad P(\Phi) = \frac{1}{2}(1 - \cos \Phi),$$

where $\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ is the total phase of the interferometer,⁽⁶⁾ and ϕ_j is the Raman phase difference at the time of the j^{th} pulse (taken at the center of the atomic wavepacket). Usually, the interferometer is operated at $\Phi = \pi/2$, where the transition probability is 1/2 and the sensitivity to phase fluctuations is maximized.

It is straightforward to compute $g(t)$ if the phase jump $\delta\phi$ occurs between Raman pulses. For instance, if the phase jump occurs between the first and second pulses, we use eq. (26) with $\phi_1 = \phi$, $\phi_2 = \phi + \delta\phi$, and $\phi_3 = \phi + \delta\phi + \pi/2$ to obtain $P(\delta\phi) = (1 - \cos(\pi/2 - \delta\phi))/2$. For small $\delta\phi$, it follows that

$$(27) \quad \delta P = \frac{\partial P}{\partial(\delta\phi)} \delta\phi = -\frac{1}{2} \sin(\pi/2 - \delta\phi) \delta\phi,$$

and from eq. (21) we find $g(t) = -1$. Similarly, it can be shown that $g(t) = +1$ if the phase jump occurs between the second and third pulses.

In general, however, $g(t)$ depends on the evolution of the atomic states resulting from the interaction with the Raman beams. The quantum mechanical nature of the atom plays a crucial role on the sensitivity function, particularly when a phase jump occurs *during* any of the laser pulses. To determine how $g(t)$ behaves during these times, we must evaluate the time-dependent state amplitudes, $c_1(t)$ and $c_2(t)$, of the atomic wave function [see eq. (11)]. To do this, we solve the Schrödinger equation under the same conditions mentioned in sect. 2.3, and use the evolution operator, $U_{\chi, \phi}(t, t_0)$, given by eq. (13). This operator describes the evolution of the atomic state amplitudes from time t_0 to t during (i) a Raman pulse with phase ϕ if $\chi_{\text{eff}} > 0$, or (ii) during a period of free

⁽⁶⁾ We have assumed that the Raman beams are oriented horizontally such that the interferometer is insensitive to gravity.

14

B. BARRETT, P.-A. GOMINET, E. CANTIN, L. ANTONI-MICOLLIER, ETC.

evolution if $\chi_{\text{eff}} = 0$. A product of these matrices in the appropriate order simulates the $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Raman pulse sequence, and can be used to compute the final state population at the output of the interferometer. Choosing the initial wave function as $|\Psi(0)\rangle = |1, p\rangle$ such that $c_1(0) = 1$ and $c_2(0) = 0$, the transition probability is given by $P = |c_2(t_f)|^2$. Here, $t_f = 2T + 4\tau_R$ and $c_2(t_f)$ is calculated from

$$(28) \quad \begin{pmatrix} c_1(t_f) \\ c_2(t_f) \end{pmatrix} = U_{\chi, \phi_3}(2T + 4\tau_R, 2T + 3\tau_R) U_{0, \phi_2}(2T + 3\tau_R, T + 3\tau_R) \\ \times U_{\chi, \phi_2}(T + 3\tau_R, T + \tau_R) U_{0, \phi_1}(T + \tau_R, \tau_R) U_{\chi, \phi_1}(\tau_R, 0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Equation (26) can also be validated using this expression.

To simulate a phase jump during a Raman pulse, we replace the matrix associated with the j^{th} pulse, $U_{\chi, \phi_j}(T_j + \tau_j, T_j)$, with the product of two matrices: $U_{\chi, \phi_j + \delta\phi}(T_j + \tau_j, T_j + t) U_{\chi, \phi_j}(T_j + t, T_j)$. Here, the first matrix on the right evolves the wave function from time T_j to $T_j + t$ with a Raman phase ϕ_j . At this time there is a phase jump, and the second matrix carries the wave function from $T_j + t$ to $T_j + \tau_j$ with a phase $\phi_j + \delta\phi$. The times T_j and τ_j represent the onset time and duration of the j^{th} pulse, respectively. Carrying out this procedure, the resulting sensitivity function can be shown to be

$$(29) \quad g(t) = \begin{cases} -\sin(\Omega_{\text{eff}} t) & 0 < t \leq \tau_R, \\ -1 & \tau_R < t \leq T + \tau_R, \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - T)) & T + \tau_R < t \leq T + 3\tau_R, \\ 1 & T + 3\tau_R < t \leq 2T + 3\tau_R, \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - 2T)) & 2T + 3\tau_R < t \leq 2T + 4\tau_R, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases}$$

This function is illustrated in fig. 5.

3.1. Interferometer response to laser phase noise. – It is interesting to understand how this interferometer responds to phase noise at a given frequency. Recall that the standard deviation of interferometer phase noise, $\sigma_{\Phi}^{\text{rms}}$, is composed of a sum over the laser phase noise harmonics, $S_{\phi}(\omega)$, weighted by $|H(\omega)|^2$ [see eq. (25)]. Thus, to investigate the interferometer response to phase noise, we first compute the transfer function, $H(\omega)$, using eqs. (23), (24) and (29):

$$(30) \quad H(\omega) = \frac{2i\omega\Omega_{\text{eff}}}{\omega^2 - \Omega_{\text{eff}}^2} \left[\sin(\omega(T + 2\tau_R)) + 2\frac{\Omega_{\text{eff}}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau_R)}{2}\right) \right].$$

An example of the weight function, $|H(\omega)|^2$, is displayed in fig. 6, which has two important features. First, for frequencies much less than the Rabi frequency ($\omega \ll \Omega_{\text{eff}}$), the transfer function can be approximated by

$$(31) \quad H(\omega) \approx -4i \sin^2\left(\frac{\omega(T + \tau_R)}{2}\right),$$

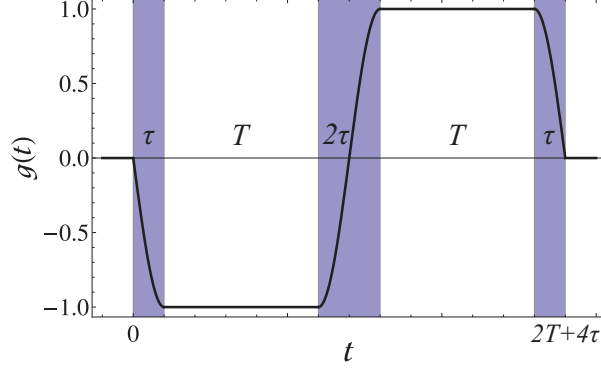


Fig. 5. – (Colour online) Plot of the sensitivity function, $g(t)$, for the three-pulse interferometer given by eq. (29). The pulse duration, τ , satisfies $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$.

which originates from the second term in eq. (30). In this regime, the weight function oscillates periodically, with zeroes at integer multiples of the fundamental harmonic: $f_0 = (T + \tau_R)^{-1}$. Thus, the interferometer is relatively insensitive to phase noise at frequencies much less than f_0 , since the weight function scales as $|H(\omega)|^2 \sim \omega^4(T + \tau_R)^4 \ll 1$. Second, for frequencies $\omega \gg \Omega_{\text{eff}}$, the transfer function is dominated by the first term in eq. (30):

$$(32) \quad H(\omega) \approx 2i \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\omega} \sin(\omega(T + 2\tau_R)).$$

This expression indicates that there is a natural low-pass filtering of the higher harmonics due to the finite duration Raman pulses. As a result, the sensitivity of the interferometer to high-frequency phase noise scales as $(\Omega_{\text{eff}}/\omega)^2$, with an effective cut-off frequency at $\omega_{\text{cut}} = \Omega_{\text{eff}}/\sqrt{3}$. These features have been confirmed experimentally in ref. [58].

In order to correctly evaluate the sensitivity of the interferometer to phase noise, it is necessary to take into account the fact that interferometer measurements are pulsed cyclically at a rate $f_c = 1/T_c$. A natural tool to characterize the sensitivity is the Allan variance of the atom interferometric phase fluctuations:

$$(33) \quad \sigma_{\Phi}^2(\tau_{\text{avg}}) = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\langle \delta\Phi_{k+1} \rangle - \langle \delta\Phi_k \rangle)^2 \right],$$

where $\langle \delta\Phi_k \rangle$ is the mean value of $\delta\Phi$ over the measurement interval $[t_k, t_{k+1} = t_k + \tau_{\text{avg}}]$ of duration τ_{avg} , which is an integer multiple of the cycle time: $\tau_{\text{avg}} = mT_c$. For large enough averaging times τ_{avg} , where the fluctuations between successive averages are not correlated, the Allan variance can be shown to be

$$(34) \quad \sigma_{\Phi}^2(\tau_{\text{avg}}) = \frac{1}{\tau_{\text{avg}}} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_{\phi}(2\pi n f_c).$$

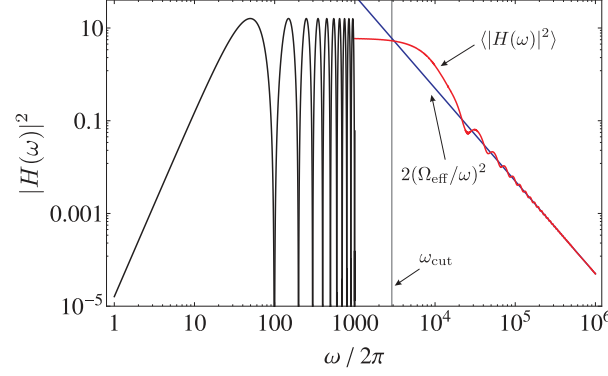


Fig. 6. – (Colour online) Plot of the phase noise weight function, $|H(\omega)|^2$, for the three-pulse interferometer with $T = 10$ ms, $\tau_R = 50$ μ s and $\Omega_{\text{eff}} = \pi/2\tau_R = 2\pi \times 5$ kHz. Here, the black curve indicates $|H(\omega)|^2$, which has been terminated at 1 kHz. The red curve shows the average of $|H(\omega)|^2$ over one period of oscillation, $(T + \tau_R)^{-1}$. In blue is the scale factor for the weight function at large frequencies, $2(\Omega_{\text{eff}}/\omega)^2$. The gray vertical line shows the effective cut-off frequency of $|H(\omega)|^2$ at $\omega_{\text{cut}} = \Omega_{\text{eff}}/\sqrt{3} \sim 2\pi \times 2.9$ kHz.

This expression indicates that the sensitivity of the interferometer is limited by an aliasing phenomenon similar to the Dick effect for atomic clocks [57]. Only the phase noise at harmonics of the cycling frequency f_c contributes to the Allan variance, and they are weighted by the square of the transfer function at these frequencies.

3.2. Sensitivity to mirror vibrations. – The sensitivity function can also be used to investigate the response of the interferometer to motion of the retro-reflection mirror that acts as the inertial reference frame for absolute measurements of inertial effects. In this case, the phase noise can be expressed as $\phi(t) = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(t)$, where $\mathbf{r}(t)$ represents the time-dependent position of the mirror. Using eq. (22), the change in the interferometer phase due to mirror motion is

$$(35) \quad \delta\Phi_v = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}(t) dt,$$

where $\mathbf{v}(t) = \dot{\mathbf{r}}(t)$ is the velocity of the mirror. Using the chain rule, eq. (35) can be converted to a more useful form:

$$(36) \quad \delta\Phi_a = -\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \left[f(t) \mathbf{v}(t) \right]_{-\infty}^{\infty} + \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \mathbf{a}(t) dt.$$

Here, $\mathbf{a}(t) = \dot{\mathbf{v}}(t)$ is the acceleration noise of the mirror and $f(t)$ is called the response function of the interferometer, which is defined as

$$(37) \quad f(t) = - \int_0^t g(t') dt'.$$

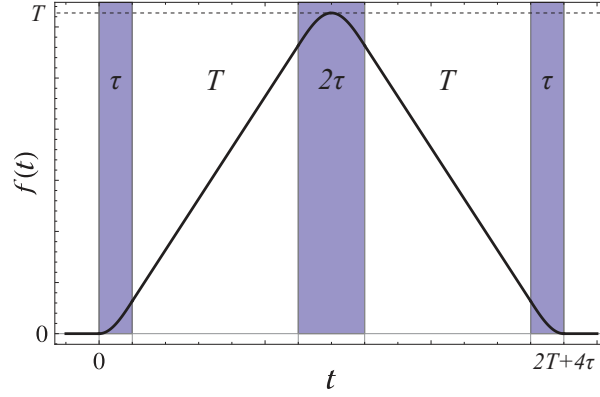


Fig. 7. – (Colour online) Plot of the response function, $f(t)$, given by eq. (38). Again, the pulse duration satisfies $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$.

In what follows, we will illustrate how $f(t)$ characterizes the sensitivity of the three-pulse interferometer to mirror vibrations. Integrating the sensitivity function given by eq. (29), we find

$$(38) \quad f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos \Omega_{\text{eff}} t) & 0 < t \leq \tau_R, \\ t + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} - \tau_R & \tau_R < t \leq T + \tau_R, \\ T + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos \Omega_{\text{eff}} (t - T)) & T + \tau_R < t \leq T + 3\tau_R, \\ 2T + 3\tau_R + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} - t & T + 3\tau_R < t \leq 2T + 3\tau_R, \\ \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos \Omega_{\text{eff}} (t - 2T)) & 2T + 3\tau_R < t \leq 2T + 4\tau_R, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases}$$

The response function for the three-pulse interferometer is a triangle-shaped function with units of time, as shown in fig. 7. Since it is equal to zero outside of the interval $t \in [0, 2T + 4\tau_R]$, the first term in eq. (36) vanishes and the phase variation of the interferometer due to the acceleration noise of the mirror is

$$(39) \quad \delta\Phi_a = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \mathbf{a}(t) dt.$$

At its heart, this expression is a generalization of the phase shift $\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T^2$ produced by atoms moving in a non-inertial reference frame with a constant acceleration.⁽⁷⁾ Here, $f(t)$ acts as a weight function that determines how strongly the mirror acceleration at time t contributes to the interferometer phase shift. The phase contributions are smallest

⁽⁷⁾ Equation (39) can be evaluated with a constant acceleration to obtain: $\delta\Phi_a = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}(T + 2\tau_R)(T + 4\tau_R/\pi)$, which reduces to the well-known result $\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T^2$ in the limit of short Raman pulses: $\tau_R \ll T$.

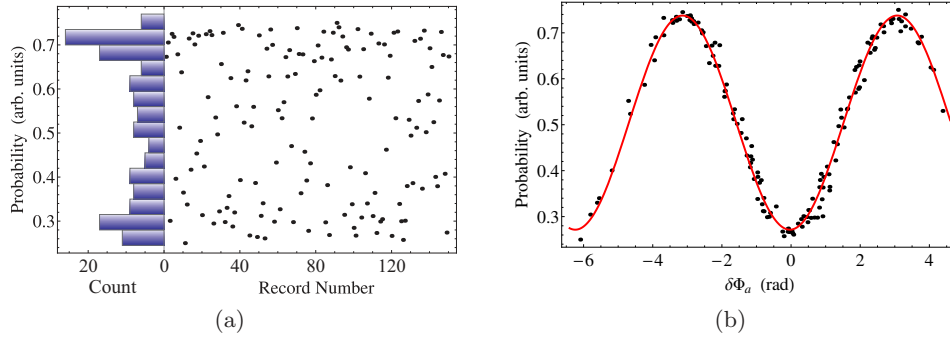


Fig. 8. – (Colour online) (a) Transition probability of a three-pulse ^{87}Rb interferometer with total interrogation time $2T = 6$ ms, measured in the presence of strong Raman mirror vibrations (standard deviation of acceleration noise: $\sigma_a \sim 1.4 \times 10^{-3} g$). The data are plotted chronologically. On the left is a histogram of the measured probabilities, which resembles the probability distribution of $\cos^{-1}(\phi)$. The double-peaked structure indicates that the interferometer is operating normally, but the Raman phase is randomized by the mirror vibrations. (b) Same data as shown in (a) plotted as a function of the acceleration-induced phase, $\delta\Phi_a$, given by eq. (39). The time-dependent acceleration, $a(t)$, was recorded for each shot of the experiment with a mechanical accelerometer (Colibrys SF3600A) attached to the Raman mirror. These data clearly show that the interferometer fringes can be reconstructed with a high degree of accuracy even in noisy environments.

near $t = 0$ and $2T + 4\tau_R$, where the wavepacket separation is a minimum. Similarly, the weight is strongest near the mid-point, $t = T + 2\tau_R$, where the separation between the interfering states is a maximum.

Equation (39) suggests that, if the acceleration of the retro-reflecting mirror is measured during the interferometer pulse sequence, one can correct for changes in the mirror position that induce parasitic phase shifts on the atoms. This principle is illustrated in fig. 8, where the initially randomized signal from a Mach-Zehnder interferometer in a noisy environment is recovered using the aforementioned analysis. Here, the fringes are effectively “scanned” by vibrations on the retro-reflecting Raman mirror. This has also been demonstrated with a mobile matter-wave interferometer in a micro-gravity environment during parabolic flights onboard a zero-g aircraft [59]. We give a detailed description of this experiment and recent results in sect. 5.3.

4. – Inertial sensors based on atom interferometry

In general, an inertial sensor is a device that can detect changes in momentum, for example, a change in direction caused by rotation, or a change in velocity caused by the presence of a force. High precision inertial sensors have found scientific applications in the areas of general relativity, geophysics and geology, as well as industrial applications, such as the non-invasive detection of massive objects, or oil and mineral prospecting.

In the years following the first demonstration of an atom interferometer, many theo-

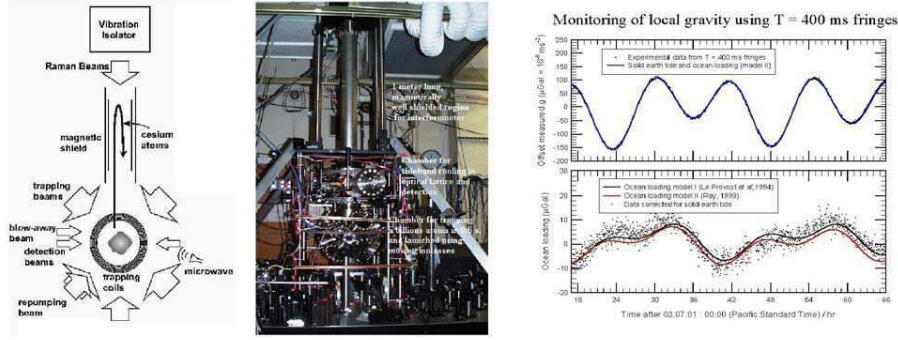


Fig. 9. – (Colour online) The atomic-fountain-based gravimeter developed by the Chu group at Stanford during the 1990's [19, 52, 39]. On the right is a two-day recording of the variation of gravity. The high accuracy enables ocean loading effects to be observed. Photo courtesy of S. Chu and M. Kasevich.

retical and experimental studies were carried out to investigate these new kinds of inertial sensors [22]. To date, ground-based experiments using atomic gravimeters (measuring acceleration) [52, 39, 60, 61, 62], gravity gradiometers (measuring acceleration gradients) [63, 64, 62] and gyroscopes (measuring rotations) [65, 66, 67] have been realized and proved to be competitive with existing optical or artifact-based devices.

In this section, we present a brief summary of different inertial sensors based on atom interferometry that were designed as proof-of-principle experiments for use only in the laboratory. A classic example of such an experiment is the gravimeter developed at Stanford in the early 1990s shown in fig. 9. Later, in sect. 5, we focus on projects designed for “field” use and give detailed descriptions of some mobile sensors developed by our research groups.

4.1. Accelerometers and gravimeters. – If the three light pulses of the interferometer sequence are separated only in time, and not in space, the interferometer is in an accelerometer (or gravimeter) configuration. For a uniform acceleration \mathbf{a} , in the atom's frame the frequency of the Raman lasers changes linearly with time at a rate of $-\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}$. The resulting phase shift that arises from the interaction between the light and the atoms can be shown to be (see sect. 2)

$$(40) \quad \Phi_a = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a} T^2 + (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3).$$

Similarly, if the Raman beams are oriented along the vertical, the gravitationally induced chirp on the Raman frequency is $-\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}$. In this case, the usual procedure to measure g is to chirp the frequency of the Raman beams during the pulse sequence, such that the Doppler frequency of the atoms is canceled. The chirp rate, α , that compensates the

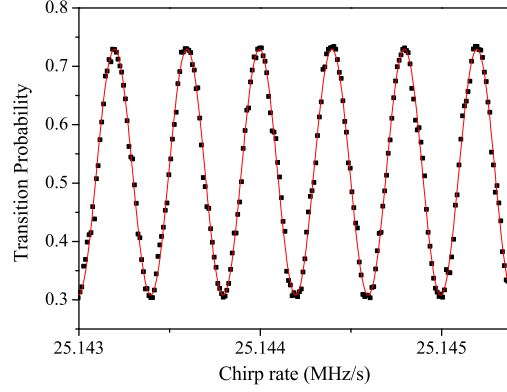


Fig. 10. – (Colour online) Transition probability as a function of the Raman beam chirp rate, α , for $T = 50$ ms. Taken from ref. [68].

Doppler shift is determined by the relation [68]

$$(41) \quad \Phi_g = (\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g} - \alpha)T^2 = 0.$$

This expression can be obtained from eq. (40) by setting the phases, $\phi_j = \phi(t_j) = -\alpha t_j^2/2$, where t_j is the onset time of each pulse. The transition probability of the interferometer then oscillates sinusoidally as a function of Φ_g , as shown in fig. 10. The central fringe, for which $\alpha = k_{\text{eff}}g$, stays fixed for all values of T .

It should be noted that the phase shifts given by eqs. (40) and (41) do not depend on the initial atomic velocity or on the mass of the particle—a direct consequence of the equivalence principle. The first precision cold atom gravimeter [39] achieved a resolution of $20 \mu\text{Gal}$ ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-9} g$) after one measurement cycle lasting 1.3 s. When compared to the best classical devices (such as the Scintrex FG5, which is based on optical interferometry with a falling corner cube), the two values of g agreed to within $7 \mu\text{Gal}$ after accounting for systematic effects.

Following this first demonstration, atom gravimeters are currently under development at many institutions, some of which have already demonstrated improved performances. In particular, a record short-term sensitivity of $4.2 \mu\text{Gal}$ at 1 s was demonstrated in ref. [69], and a direct comparison between an atomic and a corner-cube gravimeter at their best level of performance, operating simultaneously in a low-noise environment, has recently confirmed the superior stability of the atomic device [70]. Also, systematic effects have been thoroughly investigated, leading to an improved consolidated accuracy budget. An accuracy of a few μGal has been claimed in ref. [71] and confirmed by the agreement found with the reference value obtained by averaging the measurements of a

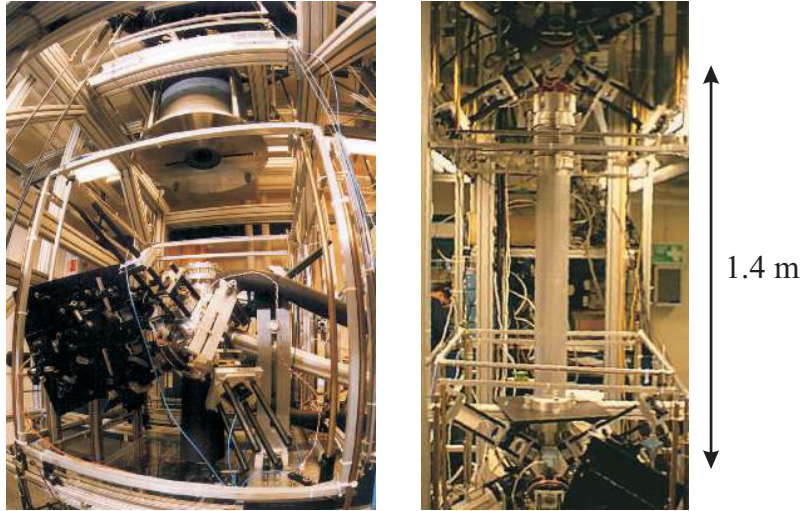


Fig. 11. – (Colour online) Gravity gradiometer developed in Stanford [64]. This system was also used for measurements of the Newtonian constant G (see ref. [41]) using a 540 kg mass shown at the top of the photo on the left. Photos courtesy of M. Kasevich.

large ensemble of gravimeters at the last “Key Comparisons of Absolute Gravimeters” in 2009 and 2011 [72, 73], where so far the LNE-SYRTE gravimeter was the first and the only atom gravimeter to have participated.

The main limitation of this kind of gravimeter on Earth is due to spurious accelerations of the reference platform. One possibility for overcoming this problem is to measure the vibration of the platform using a sensitive mechanical accelerometer and correcting for phase fluctuations either in post-analysis or in real-time, as we will discuss in sect. 5.3. Another option is to perform simultaneous measurements with two different atomic samples with the same reference platform. This offers the possibility of rejecting any common-mode vibration noise on the measurements [74, 75]. Furthermore, if the two samples are spatially separated, simultaneous measurements would be sensitive to spatial gradients in g , and would also allow one to suppress a variety of systematic effects. We discuss such an apparatus in the next section.

4.2. Gradiometers. – Measurements of the gradient of gravitational fields have important scientific and industrial applications ranging from the measurement of the Newtonian constant of gravity, G , and tests of general relativity, to covert navigation, underground structure detection, and geodesy. Initially at Stanford University, the development of atom-interferometric gravity gradiometers has been followed by other advances either for Space or fundamental physics measurements [60, 41, 42]. A crucial aspect of every design is its intrinsic immunity to spurious accelerations.

The gradiometer setup is illustrated in fig. 11. It measures, simultaneously, the ac-

celeration of two separate laser-cooled ensembles of atoms. The geometry is chosen so that the measurement axis passes through both atomic samples. Since the acceleration measurements are made simultaneously at both positions, many systematic measurement errors, including the vibration of the experimental platform, are common to both measurements and can be subtracted. The relative acceleration of the two ensembles along the axis defined by the Raman beams is measured by subtracting the measured phase shifts $\Phi(\mathbf{r}_1)$ and $\Phi(\mathbf{r}_2)$ at the two locations \mathbf{r}_1 and \mathbf{r}_2 . The gradient is extracted by dividing the relative acceleration by the separation of the ensembles. However, this method determines only one component of the gravity gradient tensor.

This type of instrument is fundamentally different from state-of-the-art classical sensors that are designed, for example, to measure G . First, the proof-masses are individual atoms rather than precisely machined macroscopic objects. This reduces systematic effects associated with the material properties of these objects. Second, the calibration for the two accelerometers is referenced to the wavelength of a single pair of frequency-stabilized laser beams, and is identical for both accelerometers. This provides long term accuracy. Finally, large separations ($\gg 1$ m) between accelerometers are possible, enabling the development of high-sensitivity instruments. The apparatus shown in fig. 11, with a separation of 1.4 m, has demonstrated a differential acceleration sensitivity of $4 \times 10^{-9} g/\sqrt{\text{Hz}}$, corresponding to gravity-gradient sensitivity of $4 \text{ E}/\sqrt{\text{Hz}}$ ($1 \text{ E} = 10^{-9} \text{ s}^{-2}$) [64].

More recently, a compact gravimeter (consisting of just one atomic source) measured the vertical gravity gradient with a precision of 4 E [62]. This was done by placing the instrument on an elevator and measuring g at various heights both above and below ground level.

4'3. Gyrometers. – In the case of a spatial separation of the laser beams, and when the atoms have a velocity component perpendicular to \mathbf{k}_{eff} , the interferometer is in a configuration similar to an optical Mach-Zehnder interferometer. Then, in addition to accelerations, the interferometer is also sensitive to rotations. This is the matter wave analog to the optical Sagnac effect. For a Sagnac loop enclosing an area \mathbf{A} , a rotation $\boldsymbol{\Omega}$ produces a phase shift (to first order in $\boldsymbol{\Omega}$) of

$$(42) \quad \varphi_{\text{rot}} = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{dB}} v_l} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{A}.$$

Here, λ_{dB} is the de Broglie wavelength and v_l the atom's longitudinal velocity. The area A of the interferometer depends on the distance between two light pulses, L , and on the transverse velocity $\mathbf{v}_t = \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}/M$:

$$A = L^2 \frac{v_t}{v_l}.$$

For the Mach-Zehnder atom interferometer, the phase shift due to the rotation takes the same form as that of an acceleration, except the free evolution time becomes $T = L/v_l$

and the acceleration becomes $\mathbf{a}_{\text{cor}} = -2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v})$ (the Coriolis acceleration)

$$(43) \quad \Phi_{\text{rot}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}_{\text{cor}} \left(\frac{L}{v_l} \right)^2 + (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3).$$

By utilizing the small de Broglie wavelength of massive particles, atom interferometers can achieve a much higher sensitivity to rotations than optical interferometers with the same area. An atomic gyroscope [65, 66], using thermal caesium atomic beams (where the most-probable longitudinal velocity was $v_l \sim 300$ m/s) and with an overall interferometer length of 2 m has demonstrated a sensitivity of 6×10^{-10} rad/s/ $\sqrt{\text{Hz}}$. The apparatus consists of a double interferometer using two counter-propagating sources of atoms, sharing the same lasers. The use of the two sources facilitates the discrimination between rotation and acceleration signals.

4.4. Six-axis sensor. – The sensitivity axis of an interferometer is usually defined by the direction of the Raman interrogation laser with respect to the atomic trajectory. An experiment carried out in Paris [67] demonstrated sensitivity to three mutually orthogonal accelerations and rotations by launching two atomic clouds in opposite parabolic trajectories. As illustrated in fig. 12(a), with the usual $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pulse sequence, a sensitivity to vertical rotation Ω_z and to horizontal acceleration a_y can be achieved by placing the Raman lasers along the y -direction, perpendicular to the atomic trajectory. With the same sequence, using vertically-oriented lasers, the horizontal rotation Ω_y and vertical acceleration a_z can be measured, as shown in fig. 12(b). The phase shift in these two cases can be shown to be

$$(44) \quad \Phi_{3p} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot [\mathbf{a} - 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v})] T^2.$$

It is also possible to access the other components of acceleration and rotation which lie along the x -axis (in the plane of the atomic trajectories). By utilizing these strongly curved launch trajectories, Raman lasers can be aligned along the x -direction—producing a sensitivity to the acceleration component a_x but not to rotations [see fig. 12(c)]. Access to the horizontal rotation Ω_x is achieved by changing the pulse sequence along the y -direction to a four-pulse “butterfly” configuration [see fig. 12(d)]. This configuration was first proposed to measure gravity gradients [64]. It involves four pulses with areas $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$, and separated by times $T/2 - T - T/2$, respectively. The projection of the interferometer area along the x -axis gives rise to a sensitivity to the x -component of rotation, Ω_x , described by the phase shift

$$(45) \quad \Phi_{4p} = \frac{1}{2} [\mathbf{k}_{\text{eff}} \times (\mathbf{g} + \mathbf{a})] \cdot \boldsymbol{\Omega} T^3.$$

In contrast, the z -axis projection of the area cancels out, so the interferometer is insensitive to Ω_z .

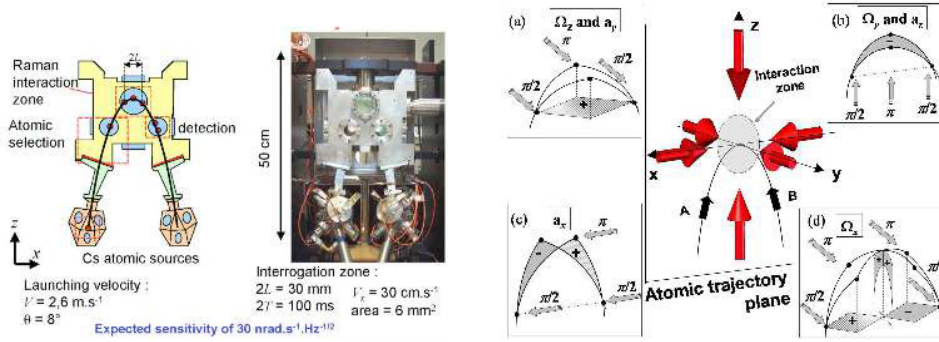


Fig. 12. – (Colour online) Six-axis inertial sensor. On the left is a schematic of the experimental setup, and typical operating parameters. On the right we illustrate the principle of operation. Here, two atomic clouds, labeled “A” and “B”, are launched on identical parabolic trajectories, but in opposite directions. The Raman lasers are pulsed on when the atoms are near the vertex of their trajectories. Four different interferometer configurations (a)–(d) give access to the 3 rotations and the 3 accelerations.

5. – Compact and mobile inertial sensors

Until now, we have discussed various applications of atom interferometry in terms of lab-based inertial sensors. These experiments are typically quite large, require a dedicated laboratory, and are designed to stay in one place. Furthermore, it is normal for sensors of this kind to operate well only in environments where the temperature, humidity, acoustic noise, *etc.* is tightly constrained. In this section, we describe three different projects that are designed to be compact, robust and mobile—making them distinctly different from most laboratory experiments. The development of this technology will help create a new generation of atomic sensors that can operate “in the field” under a broad range of environmental conditions.

5.1. MiniAtom: a compact and portable gravimeter. – Here, we present the realization of a highly compact, absolute atomic gravimeter called “MiniAtom”, which was developed jointly by labs at SYRTE (Observatoire de Paris) and LP2N (Institut d’Optique d’Aquitaine). The main purpose of this work is to demonstrate that atomic interferometers can overtake the current limitations of inertial sensors based on “classical” technologies for field and on-board applications in geophysics. We show that the complexity and volume of cold-atom experimental set-ups can be drastically reduced while maintaining performances close to state-of-the-art sensors—enabling such atomic sensors to perform precision measurements outside of the laboratory. As a feasible prototype, we chose to realize an absolute gravimeter to measure the acceleration of the Earth’s gravity, which can be used to support geophysical surveys. This work has played an important role in the development of commercial cold atom gravimeters, one of which we will discuss in sect. 5.2.

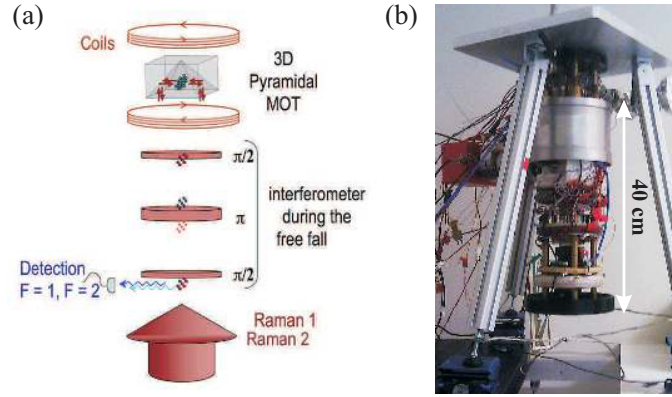


Fig. 13. – (Colour online) (a) Schematic of a compact gravimeter with only one laser beam and a pyramidal reflector. (b) The MiniAtom apparatus. The total height of the sensor head is 40 cm.

The major design features—the reduction of the sensor head size and the significant simplification of the laser module—rely on the use of an innovative hollow pyramid as the retro-reflecting mirror of quantum inertial sensors and a laser system based on telecom technologies. This design allows us to perform all the steps of the atomic measurement (laser-cooling, selection, interferometry and detection) with just a single laser beam [61]. In contrast, other atomic gravimeters require up to 9 different optical beams (six beams for the MOT, one pusher beam, one for interferometry, and one for detection) coming from multiple frequency sources. As we will show, this key component is responsible for the simplifications of both the sensor head and the laser system.

The concept of a single beam interferometer performed with a pyramidal retro-reflector [illustrated in fig. 13(a)] was validated on a previous experiment, as described in ref. [61]. In that work, approximately 10^7 ^{87}Rb atoms were loaded from a vapor in ~ 400 ms. This is followed by 20 ms of molasses cooling which brings the atoms to a temperature of ~ 2.5 μK . A sequence of microwave and pusher-beam pulses selects the atoms in the state $|F=1, m_F=0\rangle$ at the beginning of their free-fall. Once the cloud has fallen clear of the pyramid, the two vertically-oriented, retro-reflected Raman beams are used to perform a velocity selection, followed by the usual $\pi/2 - \pi - \pi/2$ interferometer scheme. After the Raman pulses, the relative population between the two hyperfine ground states is obtained using fluorescence detection. With an interrogation time of $2T = 80$ ms, we demonstrated a relative sensitivity to g of 1.7×10^{-7} within one second of data acquisition, and we have shown promising long-term relative stability with a noise floor below 5×10^{-9} .

The sensor head [shown in fig. 13(b)] consists of a 2 liter titanium vacuum chamber which is magnetically shielded by a single layer of mu-metal. The science chamber features several optical viewports to perform the atomic measurement sequence. Four

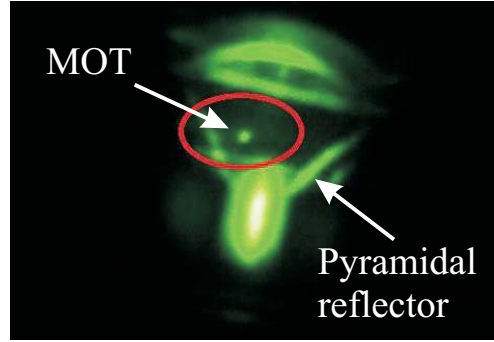


Fig. 14. – (Colour online) Image of the MiniAtom pyramidal MOT. The bright dot at the center is the fluorescence emitted by about 10^8 atoms of ^{87}Rb loaded from a background vapor.

indium-sealed rectangular windows are designed to measure the fluorescence of the atoms at the output of the interferometer. These viewports were made 10 cm long in order to adjust the trade-off between cycling-rate and sensitivity with respect to applications or environment. A maximum interrogation time of 100 ms for the interferometer is allowed, which is limited by the 15 cm height between the bottom viewport and the pyramidal reflector. To keep the design as simple as possible, we do not use any optics for imaging in the detection. Two sets of four 1 cm² area photodiodes allow for 3% fluorescence collection efficiency for each state. The decrease in the number of optical beams has resulted in a drastic reduction of the volume of the sensor head—it fits in a cylinder 40 cm high and 20 cm in diameter, as shown in fig. 13(b). In comparison, a separate transportable absolute gravimeter developed at SYRTE [71] has a sensor head that is 80 cm high and 60 cm wide. Figure 14 shows an image of the pyramidal MOT produced in the MiniAtom chamber.

The laser system was designed such that all the frequencies necessary for the gravimeter are carried along a single optical path with one linear polarization state. A liquid crystal variable retarder plate (LCVR) from Meadowlark is used to control the polarization state of the laser field reaching the science chamber at each step of the measurement. For the trapping and cooling stages, the LCVR creates a circular polarization from the incoming linear one so that after successive reflections on the faces of the pyramid, light is in the σ^+/σ^- configuration. For the interferometer, the polarization is then changed to a linear state aligned at 45° to the edges of the pyramid so that the two counter-propagating Raman beam polarizations are perpendicular. Just after the third Raman pulse, the polarization is switched back to circular to perform the state detection. An important feature of the reflector is that the faces of the pyramid have a special dielectric coating that prevents the two crossed polarizations to dephase from each other after successive reflections.

For this project, we developed a compact laser architecture (see fig. 15) based on telecommunication technology with one key element: a periodically-poled lithium-niobate

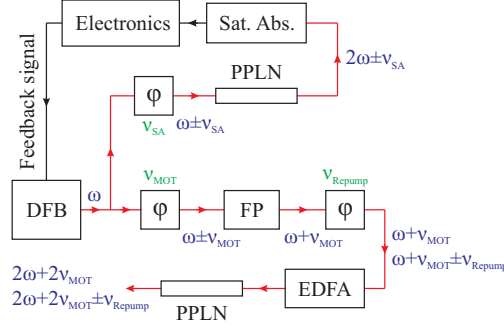


Fig. 15. – (Colour online) Architecture of the fiber-based laser system with only one laser diode. Quantities in blue represent the laser frequency at different parts of the optical chain, while quantities in green are modulation frequencies sent to the phase modulators. The modulations ν_{MOT} and ν_{repump} are set such that two output frequencies serve as the MOT and repump beams during the loading sequence, and they are adjusted to serve as the two Raman beams during the interferometry sequence. DFB = distributed feedback laser diode; φ = electro-optic phase modulator; FP = Fabry-Perot interferometer; PPLN = periodically-poled lithium niobate waveguide; EDFA = erbium-doped fiber amplifier; Sat. Abs. = saturated absorption spectrometer.

(PPLN) wave-guide (from NTT Electronics, Japan) which is used to frequency-double the 1560 nm laser source to 780 nm via second harmonic generation. This method of frequency doubling using a waveguide is particularly efficient, because the confinement of the optical mode within the guide leads to a conversion efficiency as high as 50%. The telecom laser source is a cheap and convenient distributed feedback (DFB) laser diode.

A common laser architecture adopted in cold atom experiments is the master-slave configuration, where one fixed-frequency laser serves as a reference for multiple “slave” lasers whose frequencies are shifted relative to the “master”. In this experiment, we use only one laser with a fixed optical frequency. The light from the DFB is split into two parts. A small amount of power is diverted to an electro-optic phase modulator (EOM) that shifts the laser frequency in such a way that, after doubling, the light is resonant with the $F = 3 \rightarrow F' = 4$ transition in ^{85}Rb . It is then sent to a saturated absorption cell. The locking signal is deduced from synchronous detection at 5 MHz where the modulation is created using the same EOM. The second part of the DFB output is sent through another phase modulator driven by an independent yttrium iron garnet (YIG) oscillator whose detuning will be close to the $F = 2 \rightarrow F' = 3$ transition in ^{87}Rb after frequency-doubling. The light is then filtered by a fiber-based Fabry-Perot cavity such that only one sideband remains. The frequency agility is supported by the very fast response of the EOM that enables the detuning for cooling and then for the Raman transition at ~ 1 GHz to the red of the transition. A third fiber-based EOM is used to create a second frequency that will be close to the $F = 1 \rightarrow F' = 2$ transition for repumping during the trapping stage or for the second Raman frequency during the interferometer. The beam carrying these two frequencies is then amplified by an erbium-doped fiber amplifier

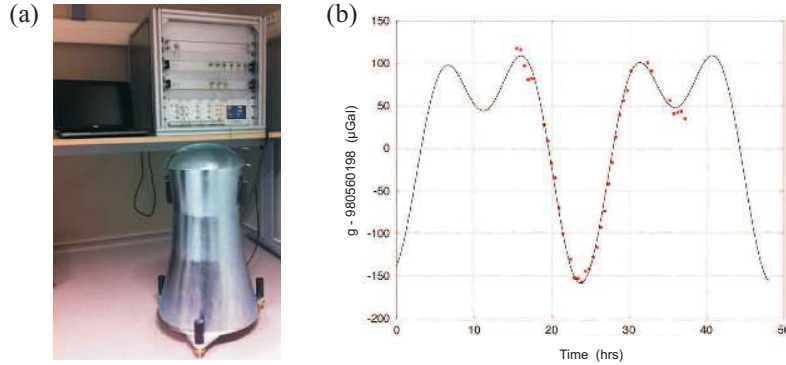


Fig. 16. – (Colour online) (a) Prototype of a commercial absolute quantum gravimeter. The laser and control electronics are shown in the 19 inch racks on the upper right. The gravimeter is surrounded by a layer of mu-metal to shield from external magnetic fields. (b) Preliminary measurements from the prototype taken over several hours (uncorrected for systematic effects). Here, the total interrogation time is $2T = 100$ ms, and the solid line is an overlaid tidal model that includes solid Earth and ocean-loading effects. The sensitivity is currently a few μGal after 1000 seconds of integration. Photo and data courtesy of μQuanS .

(EDFA) to produce enough power to obtain a sufficient frequency-doubling conversion efficiency. With this setup, we obtain an output power of 200 mW at 780 nm after fiber-coupling. This scheme allows us to change the frequency spacing in the optical domain by adjusting the rf modulation, which is accomplished almost instantaneously. As a result, the laser frequency can be rapidly controlled without changing the current of the laser diode.

Particular efforts have been made to integrate the frequency chain used to derive the 6.835 GHz reference for both the optical Raman transitions and the microwave pulse used for the quantum state selection. Although our frequency chain fits in a 2 liter volume, it features a phase noise that limits the sensitivity to gravity only at the level of 10^{-7} m/s^2 in one second. This is on the order of the best sensitivities achieved in the laboratory with the same interrogation time. Thus, this project has demonstrated an interesting trade-off between integration in a small package and a satisfying level of phase noise.

This prototype demonstrates that several mature pieces of technology can be gathered to produce precise measurements in a compact inertial sensor. Further work is being carried out to improve and simplify the filtering of ground vibrations. In addition, our sensor opens new doors toward the operation of an adjustable remote head gradiometer.

5.2. Toward a commercial absolute quantum gravimeter. – As a result of the research involved with the MiniAtom project at two French laboratories (SYRTE in Paris and LP2N in Bordeaux), a commercial absolute quantum gravimeter is currently being developed for various applications in geophysics, including volcano monitoring, hydrology, and hydrocarbon and mineral exploration. The operational requirements for these ap-

plications are extremely stringent, but modern telecom laser technology presents very attractive features for the development of a high-performance absolute gravimeter compatible with field use.

The general architecture of the instrument is very similar to the one used in the MiniAtom experiment—it relies on the utilization of a pyramidal reflector, which enables all of the operations involved in the measurement sequence (cooling, interferometry, and detection) to be performed with a single laser beam. A strong technological effort was conducted in order to integrate the laser system required for the quantum manipulation of atoms and the driving electronics. The laser system is based on the utilization of a fiber-based telecom laser operating at 1560.48 nm, which is then amplified and frequency-doubled to the required wavelength of 780.24 nm. This compact design is extremely robust and reliable. A prototype of the gravimeter is shown in fig. 16, along with some preliminary gravity measurements taken over several hours.

5.3. ICE: A mobile apparatus for testing the weak equivalence principle. – The ICE experiment (an acronym for Interférométrie atomique à sources Cohérentes pour l’Espace, or coherent atom interferometry for Space) is a compact and transportable dual-species atom interferometer. The main goal of ICE is to test the weak equivalence principle (WEP), also known as the universality of free-fall, which states that two massive bodies will undergo the same acceleration from the same point in space, regardless of their mass or internal structure. This principle is characterized by the Eötvös parameter, η , which is the difference between the acceleration of two bodies, a_1 and a_2 , divided by their average acceleration:

$$(46) \quad \eta = 2 \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2}.$$

Historically, there have been a number of experiments to test the WEP using classical bodies. The most precise tests have previously been carried out using lunar laser ranging [76], or using a rotating torsion balance [77], and have measured η at the level of a few parts in 10^{13} . Although these previous tests are very accurate, they were both done with classical objects. Various extensions to the standard model of particle physics have made predictions that would directly violate Einstein’s equivalence principle [78], therefore it is interesting to test the WEP with “quantum bodies”.

ICE aims to measure η using a dual-species atom accelerometer that utilizes laser-cooled samples of ^{87}Rb and ^{39}K [79, 59]. By performing simultaneous measurements on the two spatially-overlapped atomic clouds, the acceleration of the two species can be measured and common-mode noise can be rejected. This concept is similar to the operation principle of gradiometers, as we discussed in sect. 4.2.

The experiment is designed to perform this test in a micro-gravity environment (on-board the Novespace A300 “zero-g” aircraft) in order to extend the interrogation time, thereby increasing the sensitivity to acceleration. Similar research is being carried out in a lab-based experiment by a team in Paris that recently demonstrated a differential

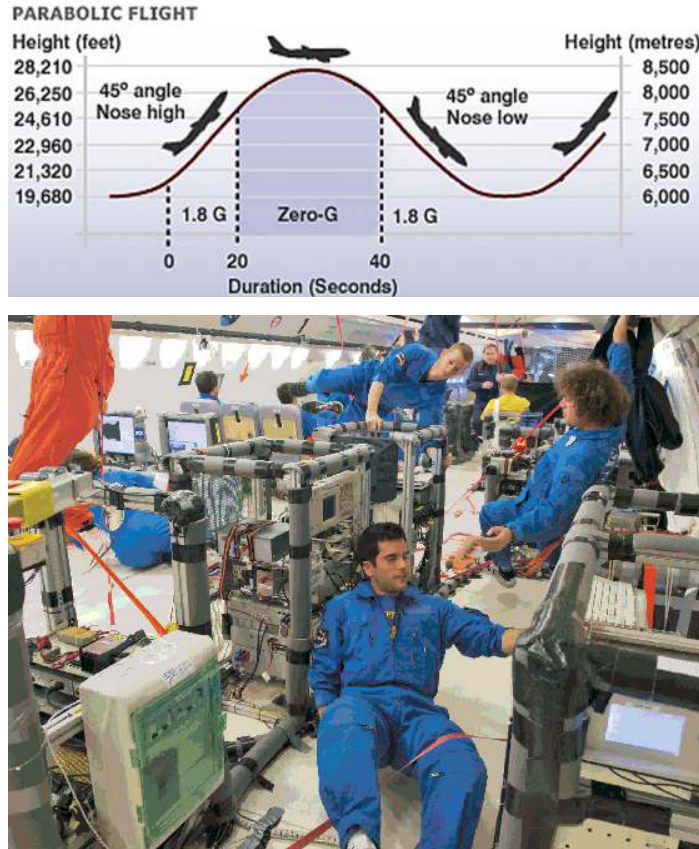


Fig. 17. – (Colour online) Top figure: schematic of a parabolic flight in the zero-g A300 airbus, courtesy of Novespace. Bottom figure: the ICE team in micro-gravity. From top to bottom: B. Barrett, B. Battelier, and P.-A. Gomet. Photo courtesy of the ESA and Novespace.

free-fall measurement at the level of $1.2 \times 10^{-7} g$ using a dual-species accelerometer with ^{85}Rb and ^{87}Rb [75].

Other Earth-based atom interferometry experiments that exploit long interrogation times are taking place around the world. Two examples include the QUANTUS (Quantengase Unter Schwerelosigkeit — Quantum gases under micro-gravity) experiment [80, 81] at the ZARM drop tower in Bremen, Germany, and at Stanford University in a recently constructed 10 m vacuum chamber [82, 83]. However, the defining feature of interferometry experiments like ICE and QUANTUS is that the apparatus is designed to be in free-fall with the atoms.

5.3.1. Parabolic flights. On average, ICE takes part in two parabolic flight campaigns per year, which are organized by Novespace (based out of Bordeaux-Mérignac airport),

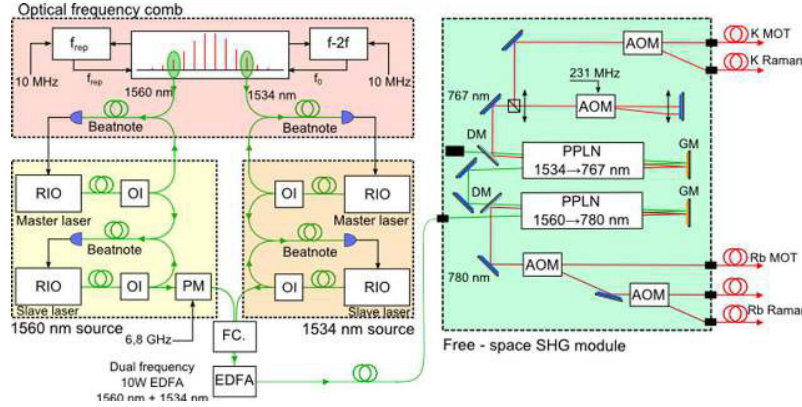


Fig. 18. – (Colour online) The ICE laser system. RIO = RIO laser diode; OI = optical isolator; PM = electro-optic phase modulator; PPLN = periodically-poled lithium niobate; FC = fiber combiner; AOM = acousto-optic modulator; EDFA = erbium-doped fiber amplifier; DM = dichroic mirror; GM = gold mirror.

and are funded by the European Space Agency (ESA) and the French Space agency (CNES). Each campaign consists of three flights where the zero-g A300 aircraft undergoes multiple parabolic trajectories, as shown in fig. 17. Each flight typically contains 31 parabolas, and each of those consists of approximately 20 s of micro-gravity when the aircraft is in free-fall. This amounts to approximately 10 minutes of $0g$ per flight, or just over 30 minutes for the entire campaign.

During one parabola, the experiment has the potential of reaching a maximum interrogation time of $2T \sim 20$ s. In comparison, the QUANTUS experiment in the ZARM drop tower is currently limited to $2T = 4.7$ s, with plans to extend this to $2T = 9.4$ s when the tower is modified to accommodate a launched capsule [81]. Similarly, the 10 m fountain at Stanford has recently demonstrated $2T = 2.3$ s [82].

One advantage of the A300 plane is that the experiment can be controlled in real-time during the flight, offering the possibility of changing experimental conditions “on the fly”. The disadvantage is that there are many constraints to working on a plane—especially one that undergoes such extreme flight paths. For example, the experiment must be able to withstand the stress of frequent trips between the lab and the airport. During the flight, strong vibrations and changes in gravity call for stringent requirements on the mechanical structure. Power restrictions on the plane require that the experiment be turned off periodically during the flight, and overnight between flights. Finally, since the aircraft is not insulated, the temperature can vary by as much as 20°C throughout the day. These issues have presented many technical challenges to overcome when designing the experiment, but it has lead to the development of a very stable and robust setup that is capable of sensitive acceleration measurements in a noisy environment.

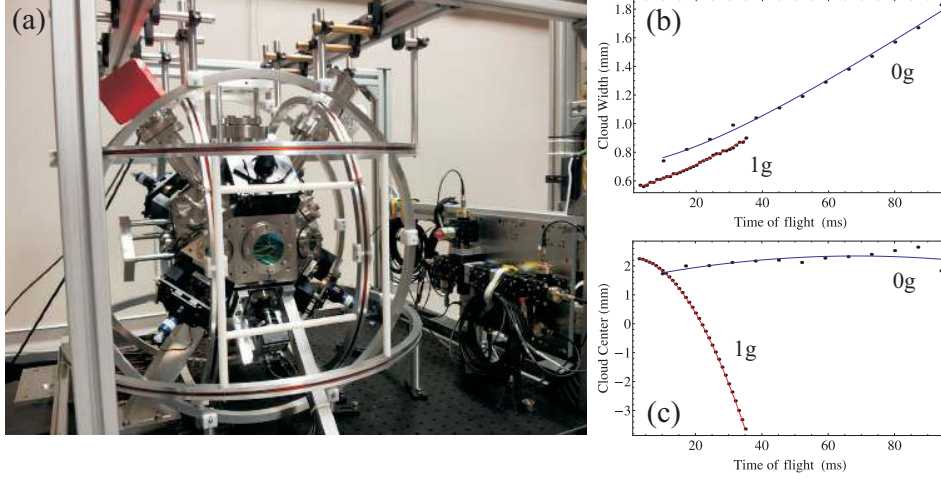


Fig. 19. – (Colour online) (a) Titanium vacuum chamber for the next generation of ICE experiments. (b,c) Recent rubidium time-of-flight data taken onboard the zero-g aircraft with the titanium vacuum system. Measurements of the $1/e$ cloud width along the axis of the Raman beams (b), and the cloud center along the vertical direction (c), were performed in $1g$ while the plane was grounded (red curves), and in $0g$ while in flight (blue curves). Fits to the cloud center give an acceleration $a = (-9.85 \pm 0.03) \text{ m/s}^2$ when on ground and $a = (-0.3 \pm 0.2) \text{ m/s}^2$ in micro-gravity. Similarly, fits to the cloud width yield temperatures of $\mathcal{T} = (2.4 \pm 0.2) \text{ } \mu\text{K}$ and $(2.6 \pm 0.3) \text{ } \mu\text{K}$ in $1g$ and $0g$, respectively.

5.3.2. Experimental setup. We now give a brief description of the experimental setup and the laser system developed for the dual-species interferometer with rubidium and potassium. The setup is divided into six racks, as depicted in the bottom photo of fig. 17, one rack each for the vacuum chamber, laser system, frequency comb, power supplies, rf frequency chain, and computer control system⁽⁸⁾. These racks are designed to be fastened to the aircraft’s interior, and to comply with Novespace regulations to withstand $9g$ of forward thrust in the event of an emergency landing.

The laser system is based on optical fiber and telecom technology that is very robust and well-adapted for this type of environment. As light sources, we use Redfern Integrated Optics (RIO) external cavity diode lasers (ECDLs) at 1560 and 1534 nm. This light is frequency-doubled using second-harmonic generation (SHG) in a PPLN to 780 and 767 nm for ^{87}Rb and ^{39}K , respectively. These ECDLs are extremely compact, fiber-based lasers, with a gain chip and a planar waveguide circuit that includes a Bragg grating inside a butterfly package. They have a narrow linewidth ($\sim 15 \text{ kHz}$ in our case), ultra-low phase noise, and low sensitivity to bias current and temperature—making them

⁽⁸⁾ We utilize the control software “Cicero Word Generator” to generate all of our experimental sequences, which is designed specifically for atomic physics experiments [84].

highly suitable for use in noisy environments. We stabilize both rubidium and potassium diodes on a common frequency reference by using a fiber-based optical frequency comb [85], which gives us precise knowledge of the optical frequencies for both atomic sources.

A schematic of the fiber-based components of the laser system is shown in fig. 18. For each atomic species, we utilize a master-slave architecture, where the master laser diode is locked on the frequency comb, and the slave is locked to the master using an optical beat-note. The set-point of each slave laser can be adjusted over approximately 500 MHz at $1.5\ \mu\text{m}$ (corresponding to $\sim 1\ \text{GHz}$ at $780\ \text{nm}$) within $\sim 2\ \text{ms}$ of settling time. The output of each slave laser is coupled into a dual-wavelength EDFA, where each light source can be amplified to $\sim 5\ \text{W}$. For ^{87}Rb , the slave light is coupled through an electro-optic phase modulator at $6.8\ \text{GHz}$ before being amplified. This generates the sideband needed for laser-cooling and making Raman transitions in rubidium. The amplification stage is followed by a free-space SHG stage which generates approximately $1\ \text{W}$ of 780 and $767\ \text{nm}$ light. A second free-space module, composed of a series of shutters and acousto-optic modulators (AOMs), is used to split, pulse and frequency shift the light appropriately for cooling, interferometry and detection. Finally, this light is coupled into a series of single-mode, polarization-maintaining fibers and sent to the vacuum chamber.

The sensor head is composed of a non-magnetic titanium vacuum chamber⁽⁹⁾, as shown in fig. 19(a). This chamber has 19 view ports for extended optical access, including four that are anti-reflection coated for $1.5\ \mu\text{m}$ light (for a future dipole trap), and three mutually-perpendicular pairs of large-area view ports (for a future 3-axis inertial sensor). A custom 2-6 way fiber-splitter is used to combine the 780 and $767\ \text{nm}$ light and divides it equally into six beams for laser-cooling purposes. With this system, we achieve rubidium temperatures of $\sim 2.5\ \mu\text{K}$ both in $1g$ and in $0g$, as shown by the time-of-flight measurements in fig. 19(b). Here, we measured the cloud position at times as large as $\sim 100\ \text{ms}$ while in micro-gravity. This is not possible on ground because the atoms fall outside of the field of view of the camera.

5.3.3. Airborne interferometer with ^{87}Rb . The first airborne matter-wave interferometer was achieved in the zero-g plane with rubidium [59], where we demonstrated sensitivity to the acceleration along the wings of the aircraft. The system combines a mechanical accelerometer (MA), which has a large dynamic range, and an atom interferometer, which has a high sensitivity. The MA is attached to the back of the retro-reflecting Raman mirror, which acts as the inertial reference frame for the interferometer. Since the Raman beams are aligned along the horizontal y -axis, the mean acceleration is zero in both the $1g$ and $0g$ phases of the flight. On the aircraft, the level of vibrations is extremely high, and the Raman mirror can move distances that correspond to phase shifts of much more than π over the duration of the interferometer sequence. Under these conditions, the fringes are “scanned” by the vibrations, but the phase shift is random and unknown

⁽⁹⁾ Previous experimental results [59] were performed in a stainless steel chamber, where rubidium cloud temperatures were limited to $7 - 8\ \mu\text{K}$. This was attributed to the presence of relatively large magnetic field gradients from the magnetized steel frame.

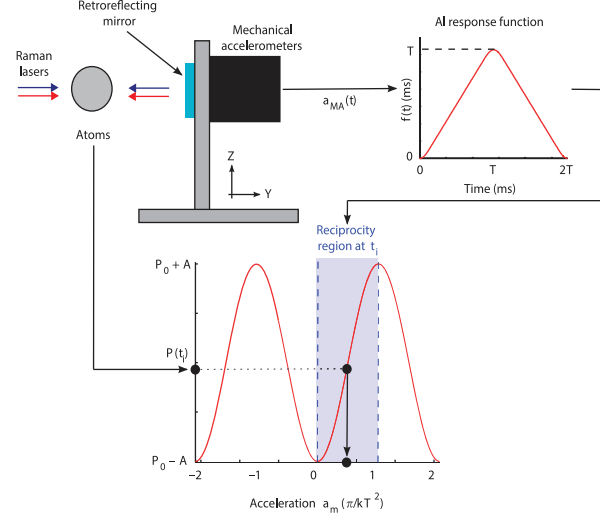


Fig. 20. – (Colour online) Schematic for reconstructing the interferometer fringe pattern using correlations with a mechanical accelerometer.

for each repetition of the experiment—which results in fringe smearing. However, by recording both the transition probability from the interferometer and the acceleration of the Raman mirror during the pulse sequence, $a_{MA}(t)$, it is possible to reconstruct the fringes by utilizing the sensitivity function (see sect. 3). The phase shift due to mirror vibrations during the i^{th} measurement is estimated using the relation

$$(47) \quad \Phi_E^{(i)} = k_{\text{eff}} \int_{t_i}^{t_i+2T} f(t - t_i) a_{MA}(t) dt,$$

where t_i is the start time corresponding to the i^{th} repetition of the pulse sequence, and $f(t)$ is the interferometer response function given by eq. (38). This function is a triangle-like function with units of time that characterizes the sensitivity of the interferometer to phase shifts at any point during the pulse sequence.⁽¹⁰⁾ This phase is then correlated with the measured transition probability, as depicted in fig. 20. The first results of this implementation of the experiment are shown in fig. 21.

This implementation of the mobile accelerometer demonstrated sensitivities at the level of $2 \times 10^{-4} \text{ m/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ while in micro-gravity. Furthermore, during the $1g$ phases of the flights, we detected inertial effects more than 300 times weaker than the vibration level of the plane.

⁽¹⁰⁾ The integrand $f(t - t_i) a_{MA}(t)$ appearing in eq. (47) can be thought of as a time-dependent velocity that must be integrated to obtain the effective displacement of the mirror at the end of the interferometer sequence, Δy_i . The phase shift is then $\Phi_E^{(i)} = k_{\text{eff}} \Delta y_i$.

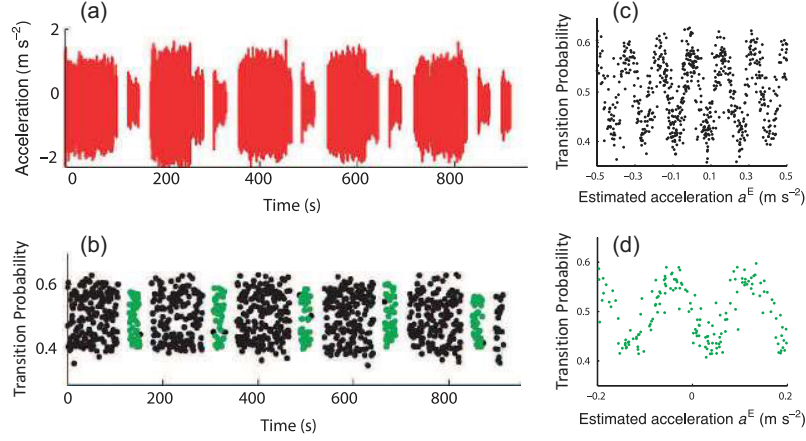


Fig. 21. – (Colour online) (a) Acceleration signal recorded by the MAs. The standard deviation σ_a of the acceleration signal is about 0.5 m/s² during the 1g phase of the flight and 0.2 m/s² during 0g. (b) Interferometer measurements of the transition probability corresponding to a total interrogation time of $2T = 3$ ms. The black and green points correspond to the 1g and 0g phases, respectively. (c,d) Atomic transition probability measurements as a function of the estimated mirror acceleration, $a_E = \Phi_E/k_{\text{eff}}T^2$, during 1g (c) and 0g (d). The sinusoidal correlations show that the interferometer contains information on the acceleration of the plane.

5.3.4. Toward a mobile dual-species interferometer with ⁸⁷Rb and ³⁹K. One of the main challenges in constructing a dual-species interferometer with ⁸⁷Rb and ³⁹K is working with potassium because of, for example, its compact energy level structure [see fig. 22(a)]. This makes potassium isotopes particularly difficult to cool to sub-Doppler temperatures without evaporation techniques [86]. Similarly, the depumping time between ground states is on the order of $\sim 1 \mu\text{s}$ for near-resonant excitation light due to the proximity of excited states—making state selection and detection of ³⁹K more challenging than other alkali atoms. Nevertheless, we have made encouraging progress toward a mobile interferometer with these two isotopes.

By employing techniques similar to those discussed in refs. [87, 88], we sub-Doppler cool our sample of ³⁹K to temperatures around 25 μK ⁽¹¹⁾. We have also measured optical Ramsey fringes by inducing co-propagating Raman transitions with a $\pi/2 - \pi/2$ pulse sequence, separated by free-evolution times as large as $T_{\text{Ramsey}} = 30$ ms. Although this configuration is essentially insensitive to the velocity of the atoms, it nonetheless shows that coherent two-photon transitions can easily be made with ³⁹K, which is an important first step toward an interferometer.

⁽¹¹⁾ This temperature corresponds to a most probable speed of just $7.7 v_{\text{rec}} \sim 10$ cm/s, where $v_{\text{rec}} \sim 1.3$ cm/s is the one-photon recoil velocity for ³⁹K. Recent work [89] has shown efficient cooling of ³⁹K to temperatures as low as 6 μK , or $3.8 v_{\text{rec}}$, using a gray molasses on the D1 transition.

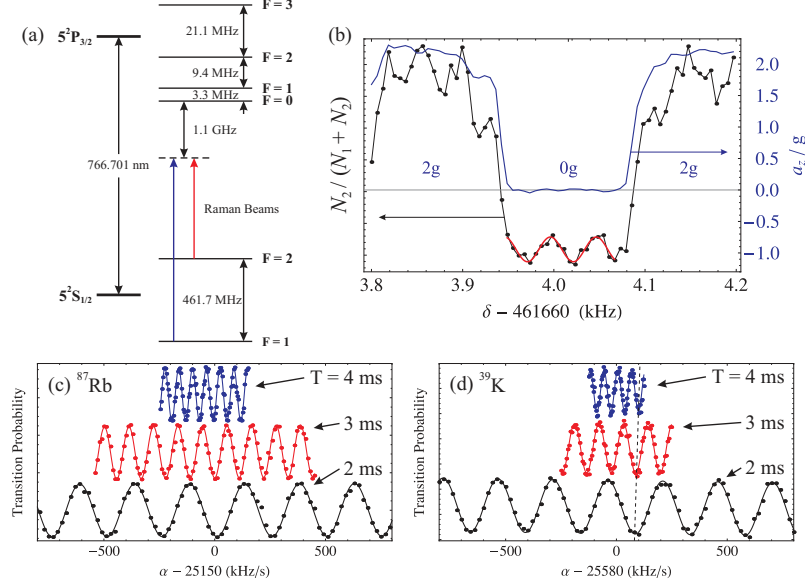


Fig. 22. – (Colour online) (a) Energy level structure of ^{39}K (not to scale). The spin-structure is identical to that of ^{87}Rb , but the hyperfine states are separated by a factor of 10 – 20 less in frequency. (b) Optical Ramsey fringes with $T_{\text{Ramsey}} = 20$ ms using ^{39}K in micro-gravity. Here, the black points (corresponding to the scale on the left) represent the transition probability as a function of the frequency difference, δ , between Raman beams. The red curve is a sinusoidal fit to the data during $0g$. The blue curve, corresponding to the scale on the right, is a simultaneous measurement of the vertical acceleration during a single parabola. (c,d) Three-pulse interferometer fringes for a ^{87}Rb and ^{39}K atoms, respectively, as a function of the chirp rate, α , that cancels the gravity-induced Doppler shift. Interrogation times of $2T = 4, 6$, and 8 ms are shown. These data were recorded in the same titanium vacuum system, with the same laser-cooling and Raman beam optics, but at separate times.

Figure 22(b) shows potassium Ramsey fringes at $T_{\text{Ramsey}} = 20$ ms measured during a parabolic flight. Here, the ratio $N_2/(N_1 + N_2)$, between the total number of atoms and those in the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ state is measured as a function of the two-photon detuning between the Raman beams, δ . To the best of our knowledge, these are some of the first measurements of optical Ramsey fringes with ^{39}K .

We have also achieved some of the first three-pulse interferometer fringes with potassium. Figures 22(c) and (d) show fringes from ^{87}Rb and ^{39}K samples, respectively, for $T = 2, 3$ and 4 ms. These data were recorded at different times in the same laboratory setup. Here, the Raman beams were oriented along the vertical direction, and the frequency difference between the beams was chirped at various rates, α , that allowed the fringes to be scanned while keeping the two-photon Raman transition on resonance. For ^{87}Rb , the chirp rate that cancels the gravitationally-induced Doppler shift is $\alpha_{\text{Rb}} = k_{\text{eff}}^{(\text{Rb})} g / 2\pi = 25.138$ MHz/s. Similarly, for ^{39}K it is $\alpha_{\text{K}} = 25.581$ MHz/s—

which is slightly greater than that of rubidium owing to the different atomic transition frequencies. Notice that the fringe zeroes for ^{87}Rb align near 25.150 MHz/s for all three values of T , which indicates that each data set gives a similar measurements of g ⁽¹²⁾. However, for ^{39}K , the fringe zeroes near 25.680 MHz/s appear to shift to the right for successive T —showing that there is a strong systematic effect on the measurement of g as T increases, and the atoms fall and expand. This is a result of the two-photon light shift in potassium, which cannot be suppressed as easily as a rubidium interferometer due to the fact that the one-photon detuning is greater than the hyperfine splitting, $|\Delta| > \omega_{\text{HF}}$. A future test of the equivalence principle will require further investigation of this effect.

These results open the way toward the first mobile, dual-species interferometer, and precise tests of the WEP in the near future.

5.4. Inertial navigation. – The navigation problem is easily stated: How do we determine an object’s trajectory as a function of time? Nowadays, we take for granted that a hand-held global positioning system (GPS) receiver can be used to obtain meter-level position resolution. When GPS is unavailable (for example, when satellites are not in direct line-of-sight), position determination becomes much less accurate. In this case, stand-alone “black-box” inertial navigation systems, comprised of a combination of gyroscopes and accelerometers, are used to infer position changes by integrating the outputs of these sensors. State-of-the-art commercial navigation systems have position drift errors of kilometers over many hours of navigation time, significantly worse than the GPS solution. Yet many 21st century applications require GPS levels of accuracy everywhere and at anytime. Examples of such applications include indoor navigation for emergency responders, navigation in cities and urban environments, and autonomous vehicle control. How can we close the gap between GPS system performance and inertial sensors? One way forward is improved instrumentation: better gyroscopes and accelerometers.

Inertial sensors based on light-pulse atom interferometry appear to be well suited to this challenge. The sensor registers the time evolution of the relative distance between the mean position of the atomic wavepackets and the sensor case (defined by the opto-mechanical hardware for the laser beams) using optical telemetry. Since distances are measured in terms of the wavelength of light, and since the atom is in a benign environment, the sensors are characterized by highly stable and low-noise operation.

However, there is an additional complication in the architecture of these sensors for high accuracy navigation applications: the so-called “problem of the vertical”. Terrestrial navigation requires determining the sensor’s position in Earth’s gravitation field. Due to Einstein’s equivalence principle, accelerometers cannot distinguish between the acceleration due to gravity and the sensor itself. So, in order to determine the sensor’s trajectory in an Earth-fixed coordinate system, the local acceleration due to gravity needs to be subtracted from the accelerometer output. For example, existing navigation systems use a gravity map to make this compensation. However, in present systems, this map does

⁽¹²⁾ Systematic effects have not been accounted for in these preliminary results.

not have enough resolution or accuracy for meter-level position determinations (a 10^{-7} error in the knowledge of the local value of g integrates to an error of ~ 1 m in 1 hour).

Two possible solutions to this issue are to obtain better maps of local gravitational acceleration with more precise surveys, or to perform simultaneous gravity field measurements. To do this, one could utilize the two outputs from a gravity gradiometer, such as those mentioned in sect. 4'2. By integrating the gravity gradient over the inferred trajectory, one can determine gravity as a function of position. In principle, such an instrument can function on a moving platform, since acceleration noise that is common to the two outputs can be rejected. The central design challenge is the realization of a mobile instrument which has very good noise performance.

Another promising application of cold atom inertial sensors to navigation is to correct the intrinsic drift of a mechanical accelerometer in real time. The use of such a hybrid sensor—which effectively have zero bias—is promising because even the best mechanical accelerometers have a bias that fluctuates in time (with a standard deviation on the scale of 10^{-4} m/s²). This phenomena can lead to errors in positions of several hundred meters after one hour of navigation [90]. The idea is to use the high accuracy of atom-based accelerometers to measure bias variations of the mechanical accelerometers and correct them. In this way, it is possible to benefit from the high bandwidth of mechanical accelerometers (quasi-continuous sampling of the acceleration signal) while suppressing the bias drift. Numerical simulations of this type of hybrid sensor (using $T = 4.5$ ms) have shown a reduction in the position error by a factor of ~ 25 after one hour of navigation [91]. This improvement is significant, even with such a small free-evolution time.

6. – Application to geophysics and gravitational wave detection

6'1. Gravity and geophysics. – Historically, gravity has played a central role in studies of dynamic processes in the Earth's interior and is also important in the study of geophysical phenomena, geodesy and metrology. Gravity is the force responsible for the shape and structure of the Earth. The combined effect of gravitational attraction and centrifugal force acts to distribute dense material toward the innermost layers, and lighter material in the outer ones. High-precision measurements of the gravitational field and its variations (both spatial and temporal) give important information about the dynamical state of the Earth. However, the analysis of these variations in local gravity is quite challenging because the underlying theory is complex, and many perturbational corrections are necessary to isolate the small signals due to dynamic processes. With respect to determining the three-dimensional structure of Earth's interior, a disadvantage of a gravitational field (or any potential energy field), is that there is a large ambiguity in locating the source of gravitational anomalies.

The law of gravitational attraction was formulated by Isaac Newton (1642-1727) and was first published in 1687 [92]—approximately three generations after Galileo had determined the magnitude of gravitational acceleration, and Kepler had discovered his empirical laws describing the orbits of planets. The gravitational force between any two particles with (point) masses M at position \mathbf{r}_0 , and m at position \mathbf{r} , is an attraction

along the line joining the particles:

$$(48) \quad \mathbf{F} = -G \frac{Mm}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0).$$

Here, G is the universal gravitational constant: $G = 6.674 \times 10^{-11} \text{ N(m/kg)}^2$, which has the same value for all pairs of particles. ⁽¹³⁾

The value of Earth's gravitational acceleration was first determined by Galileo. Its magnitude is approximately $g = 9.8 \text{ m/s}^2 = 980 \text{ Gal}$, but it varies over the surface of Earth between 9.78 and 9.82 m/s^2 depending on a number of factors such as latitude, elevation and local density.⁽¹⁴⁾ Gravity anomalies are often expressed in mGal ($\sim 10^{-6}g$) or in μGal ($\sim 10^{-9}g$), a level of precision that can be achieved by modern absolute gravimeters.

In general, geophysics is the quantitative study of the physics of the Earth. Nowadays, geophysicists are particularly interested in studying variations of Earth's local gravity field because they permit the detection of the anomalous distribution of masses, and the determination of geological structures such as faults, the crust-mantle boundary, and density anomalies in the mantle. Furthermore, it allows the study of dynamical processes like the movement of tectonic plate, mountain formation, convection in the Earth's mantle, and volcanic activity. All of these processes strongly affect the mass distribution within the Earth—generating large anomalies in the gravitational field. Gravity is therefore a basic tool for studies of structural geology. Some geological structures within the Earth's crust (such as faults, synclines, anticlines, or salt domes) are frequently associated with potential reservoirs for oil and gas. As a result, the study of the Earth's gravity field also plays an important role in the search for fossil fuels, as well as for geothermic activity.

6.2. Gravity anomalies and how to use gravity data. – In general, a gravity anomaly is the difference between an observed value of local gravitational acceleration, g_{obs} , and that predicted by a model. The combination of the gravity anomaly measurements and topographical data yield crucial information about the mechanical state of the Earth's crust and lithosphere. Both gravity and topography can be obtained by remote sensing and, in many cases, they form the basis of our knowledge of the dynamical state of planets, such as Mars, and natural satellites, such as Earth's Moon. Data reduction plays an important role in gravity studies since the signal of interest (caused by variations in density) is minuscule compared to the sum of the observed field and other effects, such as the influence of the position at which the measurement is made.

The following list describes various contributions to the gravitational field, with the name of the corresponding correction in parentheses:

⁽¹³⁾ G should not be confused with the gravitational acceleration, g , which is approximately given by $g = GM_{\oplus}/R_{\oplus}^2$, where M_{\oplus} is the mass of the Earth, and R_{\oplus} is Earth's effective radius.

⁽¹⁴⁾ In honor of Galileo, the unit often used in gravimetry is the Gal: $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2 = 10^{-2} \text{ m/s}^2 \sim 10^{-3}g$. Therefore, $1 \text{ mGal} = 10^{-5} \text{ m/s}^2 \sim 10^{-6}g$ and $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2 \sim 10^{-9}g$.

Observed gravity equals the attraction of the reference spheroid, *plus*:

1. Effects of elevation above sea level (free-air correction).
2. Effect of “normal” attracting mass between observation point and sea level (Bouguer and terrain correction).
3. Effect of masses that support topographic loads (isostatic correction).
4. Time-dependent changes in Earth’s shape (tidal correction).
5. Changes in the rotation term due to motion of the observation point, for example, when measurements are made from a moving ship (Eötös correction).
6. Effects of crust and mantle density anomalies (“geological” or “geodynamic” process correction).

We will now describe some of the most crucial corrections in more detail.

6.2.1. Free-air correction. The free-air correction to the measurement of gravitational acceleration adjusts the value of g to correct for its variation due to elevation above sea level. It assumes there is no mass between the observer and sea level, hence the name “free-air” correction. For an altitude $h \ll R_\oplus$ above sea level, this correction amounts to the following shift in g :

$$(49) \quad \delta g_{\text{FA}} = -2 \frac{hg}{R_\oplus}.$$

The shift is $\delta g_{\text{FA}}/h \approx -3.14 \times 10^{-7} \text{ g/m}$ at the equator, where $R_\oplus = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$ is the Earth’s effective radius (the “geoid” effect of Earth’s ellipticity is often included in a separate model). Since this level of precision can be attained by field instruments, it shows that uncertainties in elevation can be a limiting factor in the accuracy that can be achieved.⁽¹⁵⁾

6.2.2. The Bouguer anomaly. The free-air correction does not correct for any attracting mass between the observation point and sea level. However, on land, at a certain elevation there will be attracting mass (even though it is often compensated—see sect. 6.2.3). Instead of estimating the true shape of, say, a mountain on which the measurement is made, one often resorts to what is known as the “slab approximation”, where the rocks are assumed to be of infinite horizontal extent. The Bouguer correction is then given by

$$(50) \quad \delta g_{\text{B}} = 2\pi G \bar{\rho} h,$$

⁽¹⁵⁾ For example, a realistic error in elevation of a few meters leads to an uncertainty in g of $\sim 1 \text{ mGal}$.

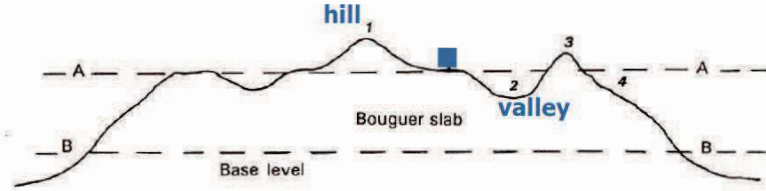


Fig. 23. – (Clour online) Bouguer and terrain corrections. The Bouguer correction refers to the gravity effect of the intervening plate between a station at elevation A and the base level B. The terrain correction takes into account the effects of topographic rises (like points 1 and 3) and depressions (like points 2 and 4). The observation point is indicated by the square between points 1 and 2.

where $\bar{\rho}$ is the mean density of crustal rock and h is, again, the height above sea level. For $\bar{\rho} = 2700 \text{ kg/m}^3$, we obtain a correction of $\delta g_B/h \approx 1.15 \times 10^{-7} \text{ g}$ per meter of elevation (or 0.113 mGal/m). If the slab approximation is not sufficient, for instance near the top of a mountain, one must apply an additional “terrain” correction. This is straightforward if one has access to topography/bathymetry data. Figure 23 illustrates a situation in which the Bouguer and terrain corrections would increase the accuracy of gravity anomaly measurements.

The Bouguer correction must be subtracted from the observed value of gravity, g_{obs} , since one wants to remove the effects of the extra attraction, and it is typically applied together with the free-air correction. Ignoring the terrain correction, the Bouguer gravity anomaly is then given by:

$$(51) \quad \Delta g_B \simeq g_{\text{obs}} - g_{\text{pred}} - \delta g_{\text{FA}} - \delta g_B,$$

where g_{pred} is a model-based prediction of g that includes effects such as the aspherical shape of the Earth. In principle, these two corrections account for the attraction of all rock between the observation point and sea level. Then, Δg_B represents the gravitational attraction of the material below sea level. Maps of the Bouguer anomaly [see fig. 24(b)] are typically used to study gravity on continents, whereas the free-air anomaly ($\Delta g_{\text{FA}} = g_{\text{obs}} - g_{\text{pred}} - \delta g_{\text{FA}}$) is more commonly used in oceanic regions.

6.2.3. Isostatic anomalies. If the mass between the observation point and sea level is all that contributes to g_{obs} , one would expect the free-air anomaly to be large and positive near topographical peaks (since this mass is unaccounted for) and the Bouguer anomaly to decrease to zero. This relationship between the two gravity anomalies and topography is what would be obtained in the case where the mass is completely supported by the strength of a tectonic plate (*i.e.* no isostatic compensation). In early gravity surveys, however, it was found that the Bouguer gravity anomaly over mountain ranges was, somewhat surprisingly, large and negative. Apparently, a mass deficiency remained after the mass above sea level was compensated for. In other words, the Bouguer correction

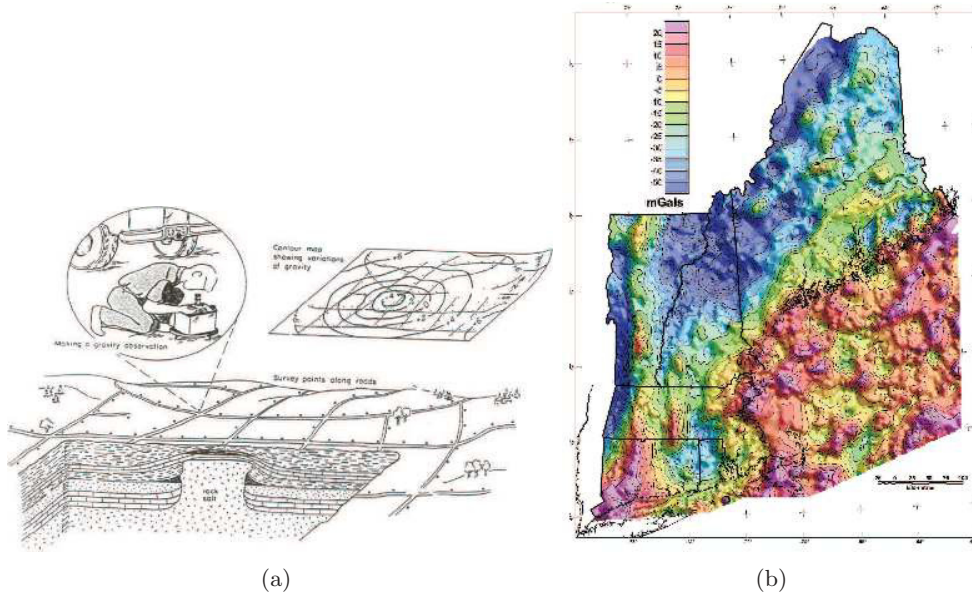


Fig. 24. – (Colour online) (a) Cartoon of a gravity survey. By performing very precise measurements of g and carefully applying the aforementioned corrections, a gravity survey can detect natural or man-made voids, variations in the depth of bedrock, and geological structures of engineering interest. (b) Free-air/Bouguer gravity anomaly map of New England and the Gulf of Maine in the United States. These data were compiled using 35,644 gravity stations on land and 27,251 sea-based measurements. Image courtesy of S. L. Snyder and the US Geological Survey. Taken from ref. [93].

subtracted too much! This observation in the 19th century lead Airy and Pratt to develop the concept of isostasy. In short, isostasy means that at depths larger than a certain compensation depth, the observed variations in height above sea level no longer contribute to lateral variations in pressure.

The basic equation that describes the relationship between the topographical height and the depth of the compensating body is

$$(52) \quad H = \frac{\rho_c h}{\bar{\rho} - \rho_c},$$

where ρ_c is the density of the compensating body, H is the depth it is buried and $H + h$ its total height. Assuming some constant density for crustal rock, one can compute a spatial grid of depths, $H(x, y)$, from measured topographical data, $h(x, y)$, and correct for the mass deficiency. This results in the isostatic anomaly—a small variation in g due to the uncompensated density variations that result from local geological, or geodynamic processes.

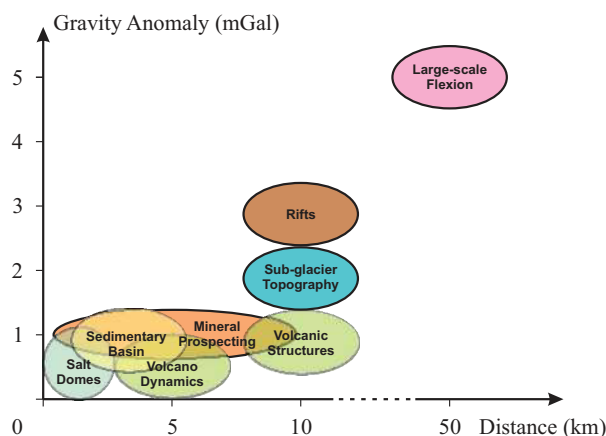


Fig. 25. – (Colour online) Range and sensitivity required for various applications in gravity surveying.

6.2.4. Gravity surveying. Figure 24(a) depicts a gravity survey—a grid of precise, spatially-separated measurements of g that are carefully corrected for local topographical variations. Data of this type can be used to detect man-made voids, variations in the depth of bedrock, geological structures or even buried resources. An example of a detailed gravity anomaly map of the New England area is shown in fig. 24(b).

The information that can be extracted from a gravity survey is highly dependent on the sensitivity of the measurement device and the size of local gravity anomalies. The source of most gravity anomalies is a change in the lateral density of the sub-surface. Since the magnitude of the gravitational force due to a subterranean mass variation (from either a local concentration or void) is superimposed on the larger force due to the total mass of the Earth, these anomalies can be challenging to detect. For engineering and environmental applications, structures of interest are generally quite small (1-10 m in size) and gravity anomalies resulting from these are at the level of a few hundred μGal . Therefore, high sensitivity gravity measurements are required at the level of or below 1 μGal (*e.g.* micro- and nano-gravimetry) in order to detect these structures. Figure 25 illustrates the range and sensitivity required for different gravity surveying applications.

When searching for underground structures, usually one first puts some constraints on the probable geometry, depth and mean density of the structure, in order to determine the approximate magnitude of the associated gravity anomaly. A general rule of thumb is that a body must be almost as big as it is deep. A gravity survey will measure the vertical component of the gravitational force at specific locations (*e.g.* ground-based stations, or coordinates on water). Measurements can also be carried out in an aircraft, allowing consistent regional coverage in varied topography and offering rapid acquisition

time compared to ground-based gravity surveys. ⁽¹⁶⁾ The total area, desired resolution, station spacing and topography of the region are a few of the factors to consider when deciding between a ground or airborne gravity survey. For instance, an airborne survey may provide better coverage and resolution in areas with steep topography or challenging terrain than a ground-based survey. However, a ground-based survey enables a more detailed characterization of an area, at the price of requiring a high station density. Typically, measurements separated by 1-3 m (with relative errors in spacing of $\sim 10\%$ and elevation of ~ 1 cm) are required to map anomalous masses with a maximum dimension of ~ 10 m.

At each location, gravity measurements will change with time due to ocean tides and sensor calibration drift. Ocean tides may cause changes of 0.24 mGal in the worst cases, but the effect has a period of about 12.5 hours and, generally, it can be calculated and removed. Sensor drifts will depend of the type of gravimeter. For instance, the drift of absolute gravimeters, such as those based on matter-wave interference discussed in sect. 4.1, is far below the resolution limit of the instrument. Processing all of the gravimetric data is called *gravity reduction*. It refers to the subtraction of all the corrections mentioned at the beginning of sect. 6.2 in order to obtain the residual gravity anomaly.

The size and depth of gravity anomaly sources can be interpreted using a direct comparison with the signal that is produced by simple shapes. For example, a horizontal tunnel with a rectangular cross-section can be modeled by a cylinder or a line with an infinite length, depending on the distance at which the measurements are taken. In this case, the gravity anomaly can be computed analytically:

$$(53) \quad \Delta g_z = g_{\text{obs}} - g_{\text{pred}} \approx \frac{2\pi G \Delta \rho R^2 z}{x^2 + z^2}.$$

Here, $R \ll z$ is the radius of the cylinder, z is the depth of the structure, and $\Delta \rho$ is the difference in mean density between the inferred and the predicted mass distribution. Figure 26 illustrates the effect of infinite cylinders with different depths and radii on the gravity anomaly. Indeed, unless one is very close to the structure, its exact shape is not important. More detailed information about the source can be obtained by using inversion algorithms, but gravity surveys will always be limited by ambiguity⁽¹⁷⁾ and the assumption of homogeneity. Additional geological data about the surrounding region (measurements of local rock densities, seismic surveys, ground-penetrating radar and core-drilling information) are usually required in order to resolve this issue.

⁽¹⁶⁾ In an airborne environment, gravity gradiometers are preferred over gravimeters, because of their enhanced sensitivity, lower noise levels and higher spatial resolution. This technique has been successfully deployed on helicopters, single-engine and multi-engine fixed-wing aircraft [94].

⁽¹⁷⁾ A distribution of small masses at a shallow depth can produce the same effect as a large mass buried deeper.

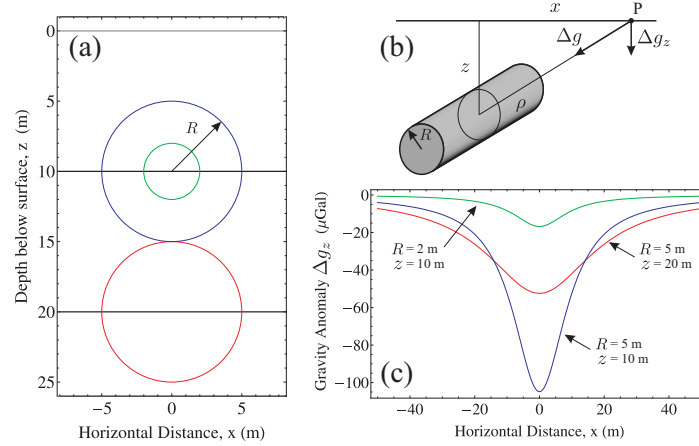


Fig. 26. – (Colour online) (a) Cross-section of three infinite cylinders at a depth, z , below ground, with radii $R = 5$ m (red & blue) and $R = 2$ m (green). (b) Diagram of an infinite cylinder giving rise to the gravity anomaly, Δg_z , given by eq. (53). Here, ρ is the mean density, R is the radius of the cylinder, z is the depth to the central axis, and x is the horizontal distance from the observation point, P . (c) Plots of the gravity anomaly as a function of x for the infinite cylinders shown in (a). The cavities are assumed to have a difference in mean density of $\Delta\rho = -10^3 \text{ kg/m}^3$.

6.3. Gravitational waves. – Einstein’s general theory of relativity predicts the existence of gravitational waves (GWs)—disturbances of space-time that propagate at the speed of light and have two transverse quadrupolar polarizations [95]. Presently, the vast majority of astrophysical phenomena are observed with electro-magnetic waves, which originate from moving charges. In contrast, GWs are generated from the motion of massive (or energetic) bodies, and can therefore unveil an entirely new spectrum of information that is not possible to extract electro-magnetically. This will bring forth new possibilities to explore details about the early universe, and to observe new phenomena, such as binary systems of black-holes and neutron stars, that comprise a host of unexplored territory in fundamental physics.

In the mid-20th century, it was confirmed that the theory of general relativity predicted GWs by the realization that energy could be extracted from these waves, which meant that, in principle, one could build a device to detect them [96]. A more complete historical review of GWs and their detection can be found in ref. [97]. Gravitational waves manifest themselves as a periodic variation in the separation between two test masses—an effect on which all current GW detectors are based. A classic example is that of an astronaut’s observations while orbiting the Earth in a windowless spacecraft. Observing the slow relative drift of two objects, initially placed at separate positions and at rest with respect to one another, allows the astronaut to detect the tidal influence of the Earth on local space-time.

The earliest man-made GW detectors were based on the idea that two masses on

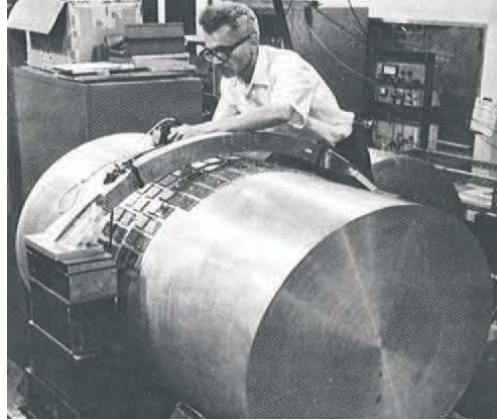


Fig. 27. – Joe Weber working on an early GW detection bar with piezo-electric strain sensors (circa 1965). Photo taken from ref. [97], courtesy of the University of Maryland.

a spring can be momentarily stretched apart and then compressed by a GW, with an enhancement of the system response if the characteristic frequency of the wave coincides with the resonance frequency of the mechanical system. Early approaches to detecting GWs involved searching for excitations of vibrational modes in the Earth’s crust (sub-mHz and higher harmonics), however, large earthquakes made it unattractive for detection purposes. The first GW detectors were thus simple metal cylinders, pioneered by Joe Weber of the University of Maryland [98] shown in fig. 27, where the energy converted to longitudinal mechanical oscillations was measured via piezoelectric transducers. However, these instruments failed to ever detect GWs [99].

Gravitational-wave interferometers, first introduced in 1962, take a different approach and it quickly became appreciated that laser interferometers had the potential to surpass bar detectors in sensitivity. As shown in the cartoon in fig. 28, a linearly polarized GW acting on a simple right-angle Michelson interferometer will stretch one arm and contract the other, while simultaneously red- or blue-shifting the light in the respective arms. Since the red-shifted light takes longer to complete its round-trip in the arm than the blue-shifted light, the phase difference between the light returning from each arm will increase with time following the passage of the GW. Thus, the interferometer will have a finite and frequency-dependent response time.

In the case of the LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory—shown in fig. 29) or VIRGO projects, one measures via light propagation time the influence of GWs on pairs of test masses (mirrors) separated by 4 km in a large-scale optical Michelson interferometer. These detectors include substantial improvements from the basic GW interferometer idea by, for example, (i) using Fabry-Perot cavities for the interferometer arms to increase the time of exposure of the laser light to the GW, (ii) the introduction of a “recycling” mirror between the laser and beam-splitter to increase the effective laser power, and (iii) the introduction of an additional mirror between the

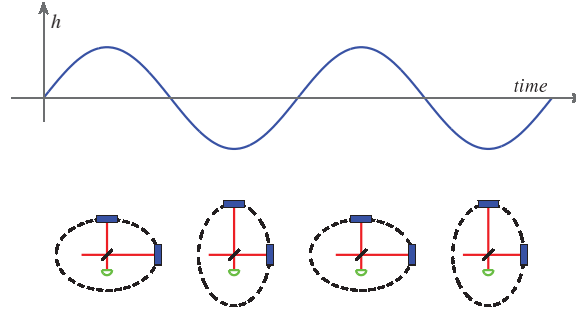


Fig. 28. – (Colour online) Illustration of the effect of a GW on the arms of a Michelson interferometer, where the readout photodiode is denoted by the green semi-circle. Taken from refs. [97, 100].

beam-splitter and photo-detector to allow tuning of the interferometer's frequency response [101].

With these detectors, gravitational radiation is likely to be detected (with a frequency less than a few kHz) from sources with sizes comparable to the wavelength of the GW (*i.e.* $\lambda \gtrsim 300$ km). Hence, the signal reflects coherent motion of extremely massive objects. The primary challenge in detecting GWs is that the magnitude of these effects in the vicinity of Earth is extremely small. The strength of GWs is characterized by the unitless amplitude h , which is given by [102]

$$(54) \quad h = \frac{2\Delta L}{L}.$$

Here, ΔL is the change in distance between the two test masses, and L is their mean separation. To give an idea of the magnitude of h that could be generated by man-made means, consider a rotating dumbbell consisting of two 1-ton masses separated by 2 meters and spinning at 1 kHz. For an observer 300 km away, one obtains an extraordinarily small $h \sim 10^{-38}$! Even for the most violent astrophysical events, such as coalescing binary neutron stars, h is of order 10^{-21} or smaller [103].

To lowest order, gravitational radiation is a quadrupolar phenomenon, which leads to polarizations that are crossed at 45° . In comparison, electric and magnetic dipole interactions are responsible for electromagnetic radiation, which have orthogonal polarizations (crossed at 90°). In passing through ordinary matter, gravitational radiation suffers no more than a tiny absorption or scattering (although, like light, it is subject to gravitational lensing by large masses). As a result, GWs can carry information about astrophysical phenomena from locations where electro-magnetic radiation is blocked or obscured, for example, from deep within stars or behind dust clouds. Even neutrinos have large scattering cross sections compared to GWs.

Gravitational wave sources can be classified in four broad categories [104]: (i) short-



Fig. 29. – (Colour online) Aerial photographs of the LIGO observatories at Hanford, Washington (left) and Livingston, Louisiana (right). The laser sources and optics are contained in the blue and white buildings. From these buildings, evacuated beam tubes extend at right angles for 4 km in each direction, which are covered by concrete enclosures. Photos taken from ref. [97], courtesy of the LIGO scientific collaboration.

lived and well-defined, for which coalescence of a compact binary system is the canonical example; (ii) short-lived and *a priori* poorly known, *e.g.* supernovae; (iii) long-lived and well-defined, *e.g.* continuous waves from spinning neutron stars; and (iv) long-lived and stochastic, *e.g.* primordial GWs from the Big Bang. For existing terrestrial detectors, the most promising category of GW sources is the first. Detectable event rates for compact binary coalescence can be estimated with the greatest confidence, and their discovery by Advanced-LIGO and VIRGO detectors is highly likely.

6.4. MIGA: An atom interferometric gravitational wave detector. – The MIGA (Matter wave – laser Interferometry Gravitation Antenna) experiment [105] will implement an atom-interferometry-based infrastructure for the investigation of the space strain tensor. The device will consist of an underground “Very Long Baseline Atom Interferometer” (VLBAI) to monitor the gravity field over a broad frequency band, ranging from 0.1 Hz to a few tens of Hz, that is inaccessible to the most sensitive Earth-based optical interferometers aiming at detecting GWs. The possible applications extend from fundamental physics (associated with GW detection), to monitoring geophysical signals, such as the evolution of Earth’s gravitational field, tectonic plates or general underground mass movements, as well as studies of various effects in hydrology.

The baseline design consists of a matter wave-laser antenna, where two or more atom interferometers are coupled to a cavity-based optical interferometer through the radiation circulating in the resonator. The optical field stored in the cavity, which has ultra-low phase noise, will be used to coherently split, reflect and recombine the matter waves. The combined atom-laser system will monitor the motion of the cavity and the forces acting on the atoms at the same time, and with a broad frequency resolution. The laser interferometer performs best at frequencies above 10 Hz, while the atom interferometers provide sensitivity at low frequency (10 Hz and below) due to their intrinsic high accuracy. The system will operate in a gravity-gradiometer configuration, with two (or more) atom

interferometers residing in the one-arm optical gravitational detector, which is coupled to a highly precise laser link. This allows the variations of optical path between the two ensembles to be measured with extreme precision. These variations can be induced by the space strain due to a passing GW, or by fluctuating gravitational forces. During the measurement, the atoms are in free-fall, hence coupled to environmental vibrations only through gravity. Together with the use of the same laser light to operate the two interferometers, this strongly mitigates the effect of vibrations. The effect of the laser phase noise on the matter wave interferometer can be reduced using (i) a pre-stabilization cavity on the probe light source, (ii) a second interferometer baseline, or (iii) by adopting new interrogation schemes as proposed in ref. [106].

Intuitively the experiment can be seen as a periodic measurement of the propagation time of a laser between the two ensembles. A passing gravitational wave changes the distance between the two ensembles in a way proportional to their distance, and at the frequency of the GW. The effect on an interferometer with interrogation time T , and effective wave vector k_{eff} , is a phase shift:

$$(55) \quad \Delta\phi \simeq h(\omega) \cdot 2k_{\text{eff}}L \cdot \sin^2\left(\frac{\omega T}{2}\right) \sin(\phi_{\text{GW}}),$$

where $h(\omega)$ is the strain at frequency ω , and ϕ_{GW} the phase of the GW at the beginning of the interferometric sequence. To maximize the strain sensitivity, the baseline L should be as large as experimentally achievable, which will not pose constraints on the matter wave sensors since only the cavity laser light travels between the two locations to establish the coherent optical link.

The atom-interferometer-based GW detector we want to implement will be located at *Laboratoire Souterrain à Bas Bruit* (LSBB), in Rustrel, France. This objective will be pursued in two separate phases. During the first phase, the key components of the antenna will be designed, built and tested. A dedicated test facility will be set up at LP2N in Bordeaux, where a reduced scale prototype of the final experiment will be operated. A scheme of the MIGA-prototype is shown in fig. 30. It will consist of a 10 m linear optical cavity maintained in a high vacuum environment, with the two mirrors on ultra-stable vibration isolation systems, and two regions where the atom interferometers are operated. To obtain high sensitivity, a long interrogation time of 250 ms will be adopted for the interferometers by utilizing atoms launched along vertical parabolic trajectories. The laser link between the two cavity mirrors will be implemented with a telecom laser at 1560 nm maintained on resonance with the cavity. The interrogation of the rubidium atoms will require Bragg pulses at 780 nm, obtained via frequency doubling of the telecom laser. The use of a cavity-enhanced beam-splitter—a new concept in atom interferometry—will bring forward several advantages. First, it will enable coherent splitting and recombination of different atomic ensembles that are separated over hundreds of meters—thus enhancing the instruments sensitivity to gravity-gradients and space-time variations. Second, the cavity will filter the spatial laser mode, which is one of the main limiting factors in existing interferometers for long term measurements [71].

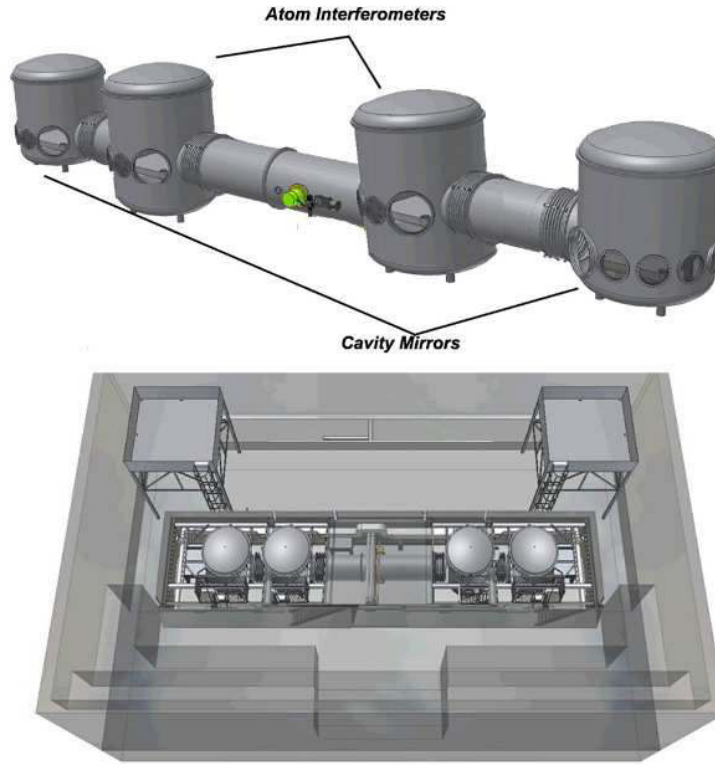


Fig. 30. – Design of the 10 m baseline MIGA-prototype at LP2N (Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences) in Bordeaux.

Third, large-momentum-transfer (LMT) beam-splitters [107, 108] can be implemented as a result of the optical power that will accumulate in the resonator.

The second phase (2015–16) will consist of the construction of the antenna in the underground laboratory at LSBB. All the components previously validated in the test facility will be moved and installed at the final site, where the length, L , of the laser link will be 400 m. This will produce a 40-fold boost of the sensitivity when compared to the prototype, as indicated in fig. 31. The curve is also shifted to lower frequencies by a factor 2 because of a doubling of the interrogation time from $T = 0.25$ s to 0.5 s. The projected peak strain sensitivity for the antenna will be $\sim 10^{-16} \text{ Hz}^{-1/2}$ at 1 Hz. An important difference from the prototype will be the simultaneous use of more than two matter wave heads distributed along the optical cavity, which will give the possibility of measuring not only the gravity gradient, but also its curvature or higher spatial moments.

Several techniques will then be investigated to push the sensitivity of MIGA toward the dashed curve in fig. 31, like the use of quantum enhanced input states to boost the

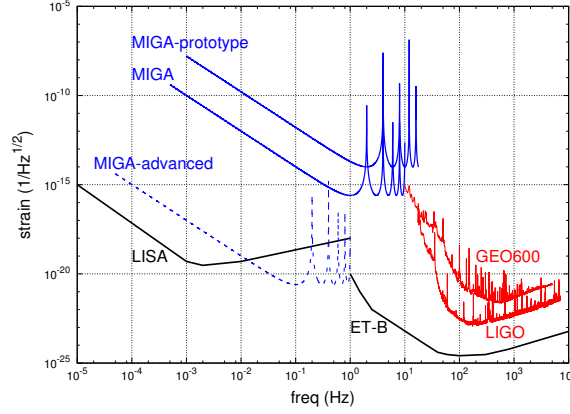


Fig. 31. – (Colour online) Comparison of strain sensitivity curves of different generations of atom-laser interferometers and their optical counterparts. The blue curves, for MIGA-prototype and MIGA, consider current technology ($T = 0.25$ s and 0.5 s, respectively; $4\hbar k$ beam-splitters; $L = 10$ m and 400 m, respectively; signal-to-noise ratio $= 10^{-3}$). The dashed MIGA-advanced curve is the projected sensitivity assuming a trapped sample ($T = 5$ s), LMT beam-splitters ($400\hbar k$), and improved sensitivity from a large number of atoms and squeezed states. In red, the sensitivity curves of LIGO and GEO600—two operational Earth-based optical GW detectors. In black is the projected sensitivity of future optical GW detectors: the space-based LISA, and the underground Einstein Telescope.

sensitivity beyond the atomic shot-noise-limit [109, 110, 111], LMT beam-splitters, and long interrogation times using trapped interferometric schemes.

From eq. (55) the antenna is maximally sensitive at frequencies $\nu_n = (2n + 1)/(2T)$, with the lowest maximally sensitive frequency of 2 Hz for the initial MIGA design, and potentially one order of magnitude less for an advanced version. The frequency band 0.1 – 100 Hz is expected to be the host of several astrophysical phenomena producing GWs—such as binary pulsars, white dwarfs, neutron stars or black holes—that should produce gravitational radiation with a sweeping frequency as the pair of super-massive objects merge [112, 113]. At the same time, this range of frequency lies beyond the sensitive frequency band of all-optical GW detectors because of the effect of seismic and vibrational background noise. Atom interferometry could thus potentially extend the operational frequency range of existing optical interferometers.

7. – Atom interferometry in Space

Since the sensitivity of atom interferometers to inertial accelerations scales as the square of the time in free-fall, ground-based atom interferometric experiments are fundamentally limited. This is because an increasing time in free-fall implies an increasing path-length for the atom trajectory—making the control of systematic effects extremely challenging. An attractive alternative is the operation of an atom interferometer in a

micro-gravity environment, as we discussed in sect. 5.3.

Performing Earth-based cold-atom experiments in $0g$ requires a very compact and robust design, which is built to withstand extreme environmental conditions, such as the vibrational noise onboard the zero-g aircraft of ICE, or the $\sim 50g$ deceleration during capsule recapture in the ZARM drop tower of QUANTUS. The micro-gravity phase of these experiments lasts between just 5 and 20 seconds, and measurements can be carried out only during these times. Between repetitions of the $0g$ phase, the experiments can have long down times (2-3 drops per day for QUANTUS, two flight campaigns per year for ICE). Furthermore, the quality of micro-gravity in Earth-based systems is not perfect ($\sim 0.01g$ fluctuations during parabolic flights).

In contrast, performing an experiment onboard a satellite offers the possibility of extremely long interrogation times with essentially continuous micro-gravity operation. In principle, under these conditions T would be limited only by the expansion time of the atoms out of the laser beams due to their temperature. ⁽¹⁸⁾ Atom interferometers in Space promise sensitivities to differential accelerations on the order of $10^{-12}g$ with $T \sim 1$ s. This level of sensitivity is compatible with a test of the WEP on quantum objects of a few parts in 10^{15} [59, 81, 114, 82]. Several developing projects within the ESA, the French space agency (CNES) and the German Aerospace Center (DLR), are today investigating the potential of cold atom interferometry for precision measurements and fundamental tests in Space.

We now review two proposed Space missions to test the WEP with atom-based sensors. Other proposals involving atom-interferometric measurements in Space are discussed in refs. [115, 116, 117, 106].

7.1. Q-WEP and STE-QUEST: Testing the equivalence principle in Space. – The International Space Station (ISS) is a platform which is specifically designed for experiments in a continuously available micro-gravity environment. In 2011, the ESA launched the invitation to tender mission number AO/1-6763/11/NL/AF – “Atom Interferometry Test of the Weak Equivalence Principle in Space”, or Q-WEP. The main scientific objective of Q-WEP is to test the weak equivalence principle using an atom interferometer which is adapted for operation on the ISS. Additional applications, such as gravity gradiometry, have also been assessed as candidate experiments. The development of the first space-borne cold-atom sensor would make available new instruments for inertial measurements with an extremely high long-term stability, and a well-known calibration factor. Such technology is broadly applicable to a number of other interesting applications, such as inertial navigation and geodesy.

STE-QUEST (Space Time Explorer and Quantum Equivalence Space Test) was recommended by the Space Science Advisory Committee (SSAC) to be studied first internally, and afterwards with parallel industrial contracts. The primary goal of this mission

⁽¹⁸⁾ For example, with ultra-cold ^{87}Rb atoms at 10 nK, and a beam diameter of 2.5 cm, the most probable time for an atom to traverse one beam radius is ~ 9 s in the absence of gravity.

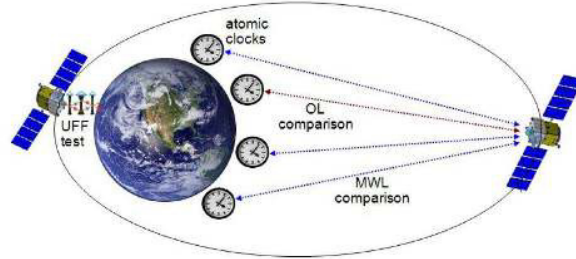


Fig. 32. – (Colour online) General concept of the STE-QUEST mission. During the perigee, the local acceleration of two rubidium isotopes is measured and compared.

is to perform a quantum test of the universality of free-fall by interferometrically tracking the propagation of two atomic species (^{85}Rb and ^{87}Rb), with a projected accuracy of 10^{-15} . The concept of the mission is illustrated in fig. 32.

The baseline design of the atom interferometry payload, the experimental scheme, and the nature of performance limits are similar for both Q-WEP and STE-QUEST. In the following sections, a general description is given which applies to both missions, unless otherwise stated. The term “spacecraft” will refer to the ISS for Q-WEP, and to the satellite for STE-QUEST.

7.1.1. The measurement principle. The Eötvös parameter η can be defined in terms of the differential acceleration between the two test bodies and their mean acceleration: $\eta = \Delta a / \bar{a}$, where $\bar{a} = (a_1 + a_2)/2$, $\Delta a = a_1 - a_2$, and a_1 and a_2 are the accelerations of the two test objects. In the case of the atom interferometer, the two test bodies are samples of two ultra-cold atomic species. A direct readout of the differential acceleration is possible because the two species are prepared and interrogated simultaneously.

The basic operation of the interferometer is determined by the choice of atomic species. In both Q-WEP and STE-QUEST, the ^{85}Rb – ^{87}Rb pair is chosen because of the excellent common-mode noise suppression that is achievable with these two isotopes. However, this choice requires a rather complex cooling scheme, involving a dual-isotope MOT, and a crossed optical dipole trap (ODT). The ODT is necessary to obtain Bose-condensed ^{85}Rb because a Feshbach resonance is needed to modify the scattering length from a negative to a positive value. This requires several B -field generating coils and magnetic shielding to suppress the effects of external fields. The experimental apparatus will consist of a two-dimensional (2D) MOT that loads a three-dimensional (3D) MOT on a chip inside the vacuum system. The cycle time for Q-WEP is expected to be 12 – 18 s, depending on the duration of the atom interferometry sequence, and will be slightly longer for STE-QUEST.

A differential acceleration sensitivity of $\eta \sim 10^{-14}$ has been projected for Q-WEP using a free evolution time $T \sim 1$ s onboard the ISS. Similarly, $\eta \sim 10^{-15}$ has been projected for STE-QUEST using a free-evolution time $T \sim 5$ s on a dedicated satellite.

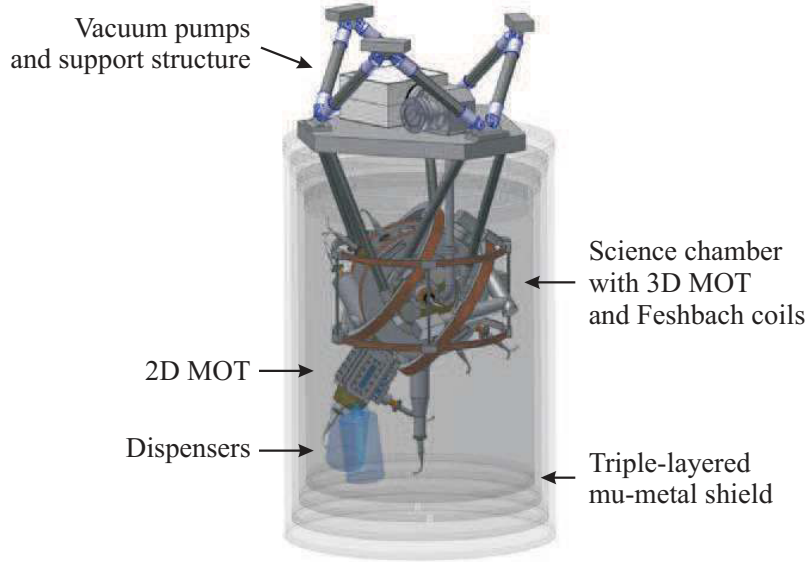


Fig. 33. – (Colour online) Design concept of the science chamber for STE-QUEST. A similar system is being constructed for Q-WEP. Image taken from ref. [118], courtesy of the German Aerospace Center (DLR).

7.1.2. Preparation of the ultra-cold source. The ultra-cold dual-isotope sample is prepared in a vacuum system (shown in fig. 33 for STE-QUEST) that operates at extremely low pressures. To load the desired large number of atoms, a combination of a $2D^+$ -MOT and a 3D-MOT will be used. The $2D^+$ -MOT produces a slow, dual-isotope atomic beam toward the main science chamber, using the continuous flow of atoms provided by an atomic dispenser. The trap consists of four magnetic coils and six laser beams carrying four wavelengths (cooling + repumping transitions for both isotopes). The slow atoms from the $2D^+$ -MOT are captured and cooled on a chip by the combination of magnetic and light fields forming a 3D-MOT in a mirror configuration. The chip produces the magnetic gradient for 3D trapping, and provides a reflecting surface for two of the four laser beams. Three pairs of Helmholtz coils generate a uniform magnetic bias in the trapping region.

After loading $\sim 10^9$ atoms of both isotopes in the 3D-MOT, the magnetic and optical configuration is changed into optical molasses for cooling to sub-Doppler temperatures. This is followed by a transfer to a purely magnetic trap, which pre-evaporates the ensembles and ensures a high transfer efficiency to the crossed ODT. A strong magnetic field is necessary to drive ^{85}Rb through the Feshbach resonances. This allows the two species to be efficiently condensed.

After their release from the ODT, the atoms are prepared in the magnetically insensitive $m_F = 0$ state of their lower hyperfine level via a microwave transition. This

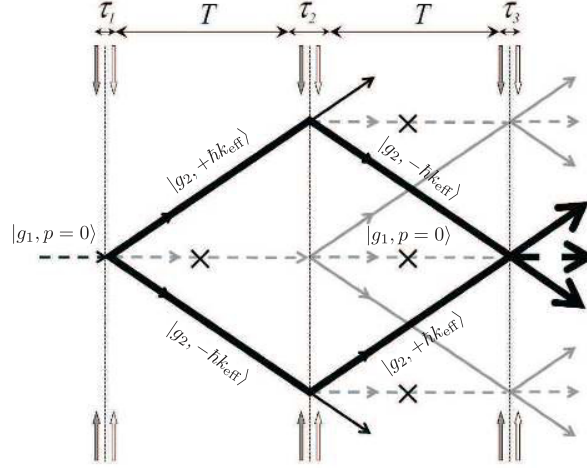


Fig. 34. – Illustration of the atomic trajectories involved in double-diffraction, taken from ref. [120]. The bold lines show the states contributing to the interference at $t = 2T + \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$. The crosses indicate where the blow-away beam is applied to remove left-over population in the lower state, $|g_1, p = 0\rangle$.

is followed by a transfer to the interferometer position, which must be at a sufficient distance from the chip. Precise positioning can be accomplished by means of coherent momentum transfer via stimulated Raman transitions.

7.1.3. Atom interferometry sequence. During this step, the atoms are simultaneously subjected to an interferometry pulse sequence where each pulse induces $2\hbar k_{\text{eff}}$ of momentum to the atom (equivalent to a four-photon transition), as in the double-diffraction scheme presented in refs. [119, 120]. Double-diffraction is advantageous for an interferometer sequence in Space, where the Doppler shift of the atoms is zero. Due to its symmetric momentum transfer, the center-of-mass of the atom remains in the same location throughout the entire sequence—making it an ideal choice for equivalence principle tests. This feature also makes a double-diffraction-based interferometer insensitive to a number of systematic effects and sources of noise, because they are common to both arms.

Figure 34 depicts the trajectories of the double-diffraction scheme. During the sequence, the first pulse acts as a splitter by inducing Raman transitions from $|g_1, p = 0\rangle$ to an equal superposition of states $|g_2, +\hbar k_{\text{eff}}\rangle$ and $|g_2, -\hbar k_{\text{eff}}\rangle$. The second pulse acts as a mirror by coupling each path to its opposite momentum state, $|g_2, +\hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |g_2, -\hbar k_{\text{eff}}\rangle$ for example. Atoms on both the momentum states $\pm\hbar k_{\text{eff}}$ are in the same internal state, $|g_2\rangle$. After the first and the second pulse, a blow-away pulse removes residual atoms in the internal state $|g_1\rangle$. Finally, a third pulse combines the two pathways, and the population in the two internal states can be read out.

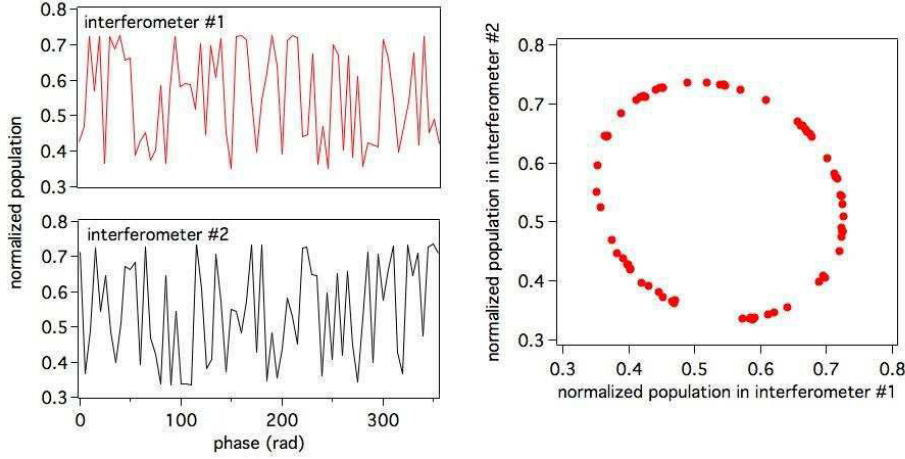


Fig. 35. – (Colour online) On the left is the signal from a pair of simultaneous interferometers, where vibrationally-induced phase noise is larger than one period. On the right is Lissajous plot resulting from the composition of the two signals. The differential acceleration is determined from the ellipse rotation angle, as discussed in ref. [121, 74].

7.1.4. Differential noise rejection. With such a high sensitivity to acceleration, phase noise induced by vibrations of the reference mirror can span several interferometer fringe periods. A sensitive measurement of the relative phase of the two interferometers, which is proportional to the differential acceleration of the two atomic ensembles, can be obtained with the ellipse fitting method described in ref. [121]. This is an effective technique to suppress common-mode phase noise. Figure 35 illustrates this method, where the interference signal of one interferometer is plotted versus the interference signal of the other—resulting in an ellipse. The relative phase shift can be obtained from the eccentricity and rotation angle of the ellipse. A high common-mode rejection ratio requires a precise matching of the scale factor of the two atom interferometers, as has been shown in recent work by Sorrentino *et al.* [74].

7.1.5. Mission duration. For Q-WEP, assuming a single-shot sensitivity to differential acceleration in the range of $4.4 \times 10^{-11} \text{ m/s}^2$, and a cycle duration of 18 s, an integration time of 10^7 s (corresponding to 5.6×10^5 experimental cycles) will be required to reach the target of $\sim 6 \times 10^{-14} \text{ m/s}^2$ accuracy on differential acceleration, *i.e.* one part in 10^{14} of the Eötvös parameter. Assuming a mission duty cycle of 40%, the WEP test will require about ten months, including an additional five months for the secondary objectives, and six months for commissioning and calibration, the entire mission duration is expected to be about 21 months.

For the STE-QUEST mission, the single-shot sensitivity to differential acceleration is projected to be $\sim 3 \times 10^{-12} \text{ m/s}^2$. Since the atom interferometry measurement is only performed at the perigee passage, where the gravitational acceleration is large enough,

a few thousands orbits are required to reach the targeted sensitivity of $\sim 10^{-15}$ m/s² in η . Thus, the mission is expected to last 5 years.

7.2. Advantages of Space-based atom interferometry. – As mentioned above, both STE-QUEST and Q-WEP project free-evolution times of $T \sim 1 - 5$ s in order to reach their desired accuracy. In principle, these values are also possible in Earth-based systems, such as the 10 m vacuum system at Stanford [82]. However, in this case the atoms cannot simply be released out of the trap as in micro-gravity—they need to be launched in order to extend T to this scale. Due to the launch and Earth’s gravitational acceleration, the center of mass of the atomic trajectories is displaced by almost 10 m with respect to the retro-reflection mirror during the interferometer sequence. The launching process needs to be precisely controlled, because even small differential displacement or velocities of the atoms will impose non-negligible systematic errors. Additionally the apparatus needs to be carefully shielded against external magnetic fields over the launch height.

On the other hand, in micro-gravity a launch is not necessary. Both the atoms and the retro-reflection mirror are in free-fall after trap-release. Then, in the ideal case, there is no relative velocity between the atoms and the mirror, alleviating the need for a phase-continuous linear-frequency chirp that is required in ground-based gravimeters. More importantly, this also implies a compact setup since the vacuum chamber only needs to contain the splitting of atomic trajectories on the order of several centimeters. This reduces the volume over which external fields need to be suppressed.

To reach the atomic temperatures necessary for a high signal-to-noise ratio, and to reduce systematic errors, an optical dipole trap is planned for Q-WEP and STE-QUEST. Micro-gravity ensures precise localization of two different atomic species in the same dipole trap, since there is no longer a differential sag from the gravitational potential.

Relative to terrestrial matter-wave tests of the equivalence principle, Q-WEP and STE-QUEST also have the distinct advantage of a high rotation frequency of the spacecraft relative to the Earth. This makes possible the measurement of relativistic terms in the gravitational potential that scale as $g(v/c)^2$.

8. – Conclusion

In summary, we have reviewed a number of past, present and future projects in atom interferometry, with a particular focus on applications of the technology that has been developed over the last 20 years. Although this field has shown rapid growth, we have only begun to see cold atom experiments leave the laboratory to be tested as portable field instruments during the past few years. Mobile and remote inertial sensing with cold atoms promises a new era of measurements for both applied and fundamental science. Although there are already many industrial applications of these highly sensitive devices—such as oil and mineral prospecting, remote object detection, and tidal chart correction—they may one day reach their limits in Space, where current research aims to perform precise tests of the weak equivalence principle and to detect gravitational waves. In addition to advancing the development of cold-atom-based technology, these projects

58

B. BARRETT, P.-A. GOMINET, E. CANTIN, L. ANTONI-MICOLLIER, ETC.

may reveal new and interesting physics related to, for example, our understanding of the early universe.

* * *

This work is supported by the French national agencies CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), l'Agence Nationale pour la Recherche (MiniAtom: ANR-09-BLAN-0026), the Délégation Générale de l'Armement, the European Space Agency, IFRAF (Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids), action spécifique GRAM (Gravitation, Relativité, Astronomie et Métrologie) and RTRA "Triangle de la Physique". We would like to thank our partners of the MiniAtom collaboration: IXBLUE, KLOE, THALES and III-V Lab, and for the ICE project: ONERA. B. Barrett, P.-A. Gominet and L. Antoni-Micollier also thank CNES for financial support. P. Bouyer thanks Conseil Régional d'Aquitaine for the Excellence Chair. Finally, the ICE team thanks T. Rvachov of the Massachusetts Institute of Technology for his assistance with the "Cicero Word Generator" experimental control software.

REFERENCES

- [1] DE BROGLIE L., *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **177** (1923) 507.
- [2] DAVISON C. and GERMER L. H., *Phys. Rev.*, **30** (1927) 705.
- [3] ESTERMANN I. and STERN A., *Z. Phys.*, **61** (1930) 95.
- [4] RABI I., SACHARIAS J., MILLMAN S. and KUSCH P., *Phys. Rev.*, **53** (1938) 318.
- [5] RAMSEY N., *Phys. Rev.*, **76** (1949) 996.
- [6] ASHKIN A., *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978) 729.
- [7] PHILLIPS W. D., PRODAN J. and METCALF H., *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (1985) 1751.
- [8] RAAB E. L., PRENTISS M. G., CABLE A. E., CHU S. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2631.
- [9] ANDERSON M. H., ENSHER J. R., MATTHEWS M. R., WIEMAN C. E. and CORNELL E. A., *Science*, **269** (1995) 198.
- [10] DAVIS K. B., MEWES M.-O., ANDREWS M. R., DRUTEN M. J. V., DURFEE D. S., KURN D. M. and KETTERLE W., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 3969.
- [11] CHU S., COHEN-TANNOUDJI C. and PHILLIPS W., *Nobel Lectures in Physics: 1996-2000* (World Scientific Pub. Co. Inc.) 2003, Ch. (1997) for development of methods to cool and trap atoms with laser light.
- [12] CORNELL E. A., KETTERLE W. and WIEMAN C. E., *Nobel Lectures in Physics: 2001-2005* (World Scientific Pub. Co. Inc.) 2008, Ch. (2001) for the achievement of Bose-Einstein condensation in dilute gases of alkali atoms, and for early fundamental studies of the properties of the condensates.
- [13] ALTSCHULER S. and FRANZ L. M., *Matter wave interferometric apparatus*, U.S. Patent No. 3,761,721 (1973).
- [14] CHEBOTAYEV V., DUBETSKY B., KASANTSEV A. and YAKOVLEV V., *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (1985) 1791.
- [15] CLAUSER J. F., *Physica B & C*, **151** (1985) 262.
- [16] CH. J. BORDÉ, *Phys. Lett. A*, **140** (1989) 10.
- [17] PRITCHARD D., *Matter wave optical systems in which an atomic beam intersects a diffraction grating at a grazing incidence*, U.S. Patent No. 4,886,964 (1989).

- [18] KASEVICH M. A. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 181.
- [19] KASEVICH M. and CHU S., *Appl. Phys. B*, **54** (1992) 321.
- [20] WEISS D. S., YOUNG B. C. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2706.
- [21] CAHN S. B., KUMARAKRISHNAN A., SHIM U., SLEATOR T., BERMAN P. R. and DUBETSKY B., *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 784.
- [22] P. R. BERMAN (EDITOR), *Atom Interferometry* (Academic Press, San Diego) 1997.
- [23] STREKALOV D. V., TURLAPOV A., KUMARAKRISHNAN A. and SLEATOR T., *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 023601.
- [24] GUPTA S., DIECKMANN K., HADZIBABIC Z. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 140401.
- [25] WEEL M. and KUMARAKRISHNAN A., *Phys. Rev. A*, **67** (2003) 061602(R).
- [26] BATTISTI R., CLADE P., GUELLATI-KHÉLIFA S., SCHWOB C., GRÉMAUD B., NEZ F., JULIEN L. and BIRABEN F., *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 253001.
- [27] GERLICH S., HACKERMULLER L., HORNBERGER K., STIBOR A., ULBRICHT H., GRING M., GOLDFARB F., SAVAS T., MURI M., MAYOR M. and ARNDT M., *Nat. Phys.*, **3** (1997) 711.
- [28] WU S., SU E. and PRENTISS M., *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 173201.
- [29] BEATTIE S., BARRETT B., CHAN I., MOK C., YAVIN I. and KUMARAKRISHNAN A., *Phys. Rev. A*, **79** (2009) 021605(R).
- [30] CLADE P., GUELLATI-KHÉLIFA S., NEZ F. and BIRABEN F., *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009) 240402.
- [31] TONYUSHKIN A., WU S. and PRENTISS M. G., *Phys. Rev. A*, **79** (2009) 051402(R).
- [32] ALBERTI A., FERRARI G., IVANOV V. V., CHIOFALO M. L. and TINO G. M., *New J. Phys.*, **12** (2010) 065037.
- [33] SU E. J., WU S. and PRENTISS M., *Phys. Rev. A*, **81** (2010) 043631.
- [34] BARRETT B., CHAN I., MOK C., CAREW A., YAVIN I., KUMARAKRISHNAN A., CAHN S. B. and SLEATOR T., *Time-Domain Interferometry with Laser-Cooled Atoms*, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Vol. 60 (Elsevier Inc.) 2011, Ch. 3, pp. 119–199.
- [35] BARRETT B., CHAN I. and KUMARAKRISHNAN A., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 063623.
- [36] ANDIA M., JANNIN R., NEZ F., BIRABEN F., GUELLATI-KHÉLIFA S. and CLADÉ P., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 031605(R).
- [37] JAMISON A. O., PLOTKIN-SWING B. and GUPTA S., *Controlling Interactions in a Yb Bose-Einstein Condensate Interferometer*, arXiv:1404.6028v1 [cond-mat.quant-gas] (24 April 2014).
- [38] CRONIN A., SCHMIEDMAYER J. and PRITCHARD D. E., *Rev. Mod. Phys.*, **81** (2009) 1051.
- [39] PETERS A., CHUNG K. Y. and CHU S., *Metrologia*, **38** (2001) 25.
- [40] WICHT A., HENSLEY J. M., SARAJLIC E. and CHU S., *Phys. Scr. T*, **102** (2002) 82.
- [41] FIXLER J. B., FOSTER G. T., MCGUIRK J. M. and KASEVICH M. A., *Science*, **315** (2007) 74.
- [42] LAMPORESI G., BERTOLDI A., CACCIAPUOTI L., PREVEDELLI M. and TINO G., *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 050801.
- [43] BOUCHENDIRA R., CLADE P., GUELLATI-KHÉLIFA S., NEZ F. and BIRABEN F., *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 080801.
- [44] MEWES M.-O., ANDREWS M. R., KURN D. M., DURFEE D. S., TOWNSEND C. G. and KETTERLE W., *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 582.
- [45] ANDERSON B. P. and KASEVICH M. A., *Science*, **282** (1998) 1682.
- [46] HAGLEY E. W., DENG L., KOZUMA M., WEN J., HELMERSON K., ROLSTON S. L. and PHILLIPS W. D., *Science*, **283** (1999) 1706.
- [47] BLOCH I., HÄNSCH T. W. and ESSLINGER T., *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 3008.

- [48] BOUYER P. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. A*, **56** (1997) R1083.
- [49] MOK C., BARRETT B., CAREW A., BERTHIAUME R., BEATTIE S. and KUMARAKRISHNAN A., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 023614.
- [50] STOREY P. and COHEN-TANNOUDJI C., *J. Phys. II*, **4** (1994) 1999.
- [51] FEYNMAN R. P., *Rev. Mod. Phys.*, **20** (1948) 367.
- [52] PETERS A., CHUNG K. Y. and CHU S., *Nature*, **400** (1999) 849.
- [53] MOLIER K., WEISS D. S., KASEVICH M. A. and CHU S., *Phys. Rev. A*, **45** (1992) 342.
- [54] CH. J. BORDÉ, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **2** (2001) 509.
- [55] CH. J. BORDÉ, *Metrologia*, **39** (2002) 435.
- [56] CH. ANTOINE AND CH. J. BORDÉ, *Phys. Lett. A*, **306** (2003) 277.
- [57] DICK G. J., *Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*, in *proc. of 19th Annual Precise Time and Time Interval* (U.S. Naval Observatory) 1987, pp. 133–147.
- [58] CHEINET P., CANUEL B., PEREIRA DOS SANTOS F., GAUGUET A., YVER-LEDUC F. and LANDRAGIN A., *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **57** (2008) 1141.
- [59] GEIGER R., MÉNORET V., STERN G., ZAHZAM N., CHEINET P., BATTELIER B., VILLING A., MORON F., LOURS M., BIDEL Y., BRESSON A., LANDRAGIN A. and BOUYER P., *Nat. commun.*, **2** (2011) 474.
- [60] BERTOLDI A., LAMPORESI G., CACCIAPUOTI L., DE ANGELIS M., FATTORI M., PETELSKI T., PETERS A., PREVEDELLI M., STUHLER J. and TINO G. M., *Euro. Phys. J. D*, **40** (2006) 271.
- [61] BODART Q., MERLET S., MALOSSI N., PEREIRA DOS SANTOS F., BOUYER P. and LANDRAGIN A., *Appl. Phys. Lett.*, **96** (2010) 134101.
- [62] BIDEL Y., CARRAZ O., CHARRIÈRE R., CADORET M., ZAHRAM N. and BRESSON A., *Appl. Phys. Lett.*, **102** (2013) 144107.
- [63] SNADDEN M. J., MCGUIRK J. M., BOUYER P., HARITOS K. G. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 971.
- [64] MCGUIRK J. M., FOSTER G. T., FIXLER J. B., SNADDEN M. J. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 033608.
- [65] GUSTAVSON T. L., BOUYER P. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 2046.
- [66] GUSTAVSON T. L., LANDRAGIN A. and KASEVICH M. A., *Class. Quantum Grav.*, **17** (2000) 2385.
- [67] CANUEL B., LEDUC F., HOLLEVILLE D., GAUGUET A., FILS J., VIRDIS A., CLAIRON A., DIMARCQ N., BORDÉ C. J., LANDRAGIN A. and BOUYER P., *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 010402.
- [68] CHEINET P., PEREIRA DOS SANTOS F., PETELSKI T., LE GOUËT J., KIM J., THERKILDSEN K. T., CLAIRON A. and LANDRAGIN A., *Appl. Phys. B*, **84** (2006) 643.
- [69] HU Z.-K., SUN B.-L., DUAN X.-C., ZHOU M.-K., CHEN L.-L., ZHAN S., ZHANG Q.-Z. and LUO J., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 043610.
- [70] GILLOT P., FRANCIS O., LANDRAGIN A., PEREIRA DOS SANTOS F. and MERLET S., *Metrologia*, **51** (2014) L15.
- [71] LOUCHET-CHAUVET A., FARAH T., BODART Q., CLAIRON A., LANDRAGIN A., MERLET S. and PEREIRA DOS SANTOS F., *New J. Phys.*, **13** (2011) 065025.
- [72] JIANG Z., PÁLINKÁS V., ARIAS F. E., LIARD J., MERLET S., WILMES H., VITUSHKIN L., ROBERTSSON L., TISSERAND L., PEREIRA DOS SANTOS F., BODART Q., FALK R., BAUMANN H., MIZUSHIMA S., MÄKINEN J., BILKER-KOIVULA M., LEE C., CHOI I. M., KARABOCE B., JI W., WU Q., RUESS D., ULLRICH C., KOSTELECKY J., SCHMERGE D., ECKL M., TIMMEN L., LE MOIGNE N., BAYER R., OLSZAK T., ÁGREN J., DEL NEGRO C., GRECO F., DIAMENT M., DEROUSSE S., BONVALOT S., KRYNSKI J., SEKOWSKI M.,

- HU H., WANG L. J., SVITLOV S., GERMAK A., FRANCIS O., BECKER M., INGLIS D. and ROBINSON I., *Metrologia*, **49** (2012) 666.
- [73] FRANCIS O., BAUMANN H., VOLARIK T., ROTHLEITNER C., KLEIN G., SEIL M., DANDO N., TRACEY R., ULLRICH C., CASTELEIN S., HUA H., KANG W., CHONGYANG S., SONGBO X., HONGBO T., ZHENGYUAN L., PÁLINKÁS V., KOSTELECKY J., MÄKINEN J., NÄRÄNEN J., MERLET S., FARAH T., GUERLIN C., PEREIRA DOS SANTOS F., LE MOIGNE N., CHAMPOLLION C., DEVILLE S., TIMMEN L., FALK R., WILMES H., IACOVONE D., BACCARO F., GERMAK A., BIOLCATI E., KRYNSKI J., SEKOWSKI M., OLSZAK T., PACHUTA A., AGREN J., ENGFELDT A., REUDINK R., INACIO P., McLAUGHLIN D., SHANNON G., ECKL M., WILKINS T., VAN WESTRUM D. and BILLSON R., *Metrologia*, **50** (2013) 257.
- [74] SORRENTINO F., BERTOLDI A., BODART Q., CACCIAPUOTI L., DE ANGELIS M., LIEN Y., PREVEDELLI M., ROSI G. and TINO G., *Appl. Phys. Lett.*, **101** (2012) 114106.
- [75] BONNIN A., ZAHZAM N., BIDEI Y. and BRESSON A., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 043615.
- [76] WILLIAMS J. G., TURYSHEV S. G. and BOGGS D. H., *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 261101.
- [77] SCHLAMMINGER S., CHOI K.-Y., WAGNER T. A., GUNDLACH J. H. and ADELBERGER E. G., *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 041101.
- [78] WILL C. M., *Living Rev. Relativ.*, **9** (2006) 3.
- [79] VAROQUAUX G., NYMAN R. A., GEIGER R., CHEINET P., LANDRAGIN A. and BOUYER P., *New J. Phys.*, **11** (2009) 113010.
- [80] VOGEL A., SCHMIDT M., SENGSTOCK K., BONGS K., LEWOCZKO W., SCHULDT T., PETERS A., VAN ZOEST T., ERTMER W., RASEL E., STEINMETZ T., REICHEL J., KÖNEMANN T., BRINKMANN W., GÖKLÜ E., LÄMMERZAHN C., DITTUS H., NANDI G., SCHLEICH W. P. and WALSER R., *Appl. Phys. B*, **84** (2006) 663.
- [81] MÜNTINGA H., AHLERS H., KRUTZIK M., WENZLAWSKI A., ARNOLD S., BECKER D., BONGS K., DITTUS H., DUNCKER H., GAALLOUL N., GHERASIM C., GIESE E., GRZESCHIK C., HÄNSCH T. W., HELLMIG O., HERR W., HERRMANN S., KAJARI E., KLEINERT S., LÄMMERZAHN C., LEWOCZKO-ADAMCZYK W., MALCOLM J., MEYER N., NOLTE R., PETERS A., POPP M., REICHEL J., ROURA A., RUDOLPH J., SCHIEMANGK M., SCHNEIDER M., SEIDEL S. T., SENGSTOCK K., TAMMA V., VALENZUELA T., VOGEL A., WALSER R., WENDRICH T., WINDPASSINGER P., ZELLER W., VAN ZOEST T., ERTMER W., SCHLEICH W. P. and RASEL E. M., *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 093602.
- [82] DICKERSON S. M., HOGAN J. M., SUGARBAKER A., JOHNSON D. M. S. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **111** (2013) 083001.
- [83] SUGARBAKER A., DICKERSON S. M., HOGAN J. M., JOHNSON D. M. S. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **111** (2013) 113002.
- [84] KESHET A. and KETTERLE W., *Rev. Sci. Instrum.*, **84** (2013) 015105.
- [85] MÉNORET V., GEIGER R., STERN G., ZAHZAM N., BATTELIER B., BRESSON A., LANDRAGIN A. and BOUYER P., *Opt. Lett.*, **36** (2011) 4128.
- [86] CAMPBELL R., SMITH R., TAMMUZ N., BEATTIE S., MOULDER S. and HADZIBABIC Z., *Phys. Rev. A*, **82** (2010) 063611.
- [87] LANDINI M., ROY S., CARCAGNÍ L., TRYPOGEORGOS D., FATTORI M., INGUSCIO M. and MODUGNO G., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 043432.
- [88] GOKHROO V., RAJALAKSHMI G., KOLLENGODE EASWARAN R. and UNNIKRISHNAN C. S., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44** (2011) 115307.
- [89] SALOMON G., FOUCHÉ L., WANG P., ASPECT A., BOUYER P. and BOURDEL T., *Euro. Phys. Lett.*, **104** (2013) 63002.
- [90] JEKELI C., *J. Inst. Nav.*, **52** (2005) 1.
- [91] MÉNORET V., *Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du principe d'équivalence*, Ph.D. thesis, Université Paris-Sud (2012).

- [92] NEWTON I., *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* (“Mathematical Principles of Natural Philosophy”) (London) 1987.
- [93] US Geological Survey website: http://pubs.usgs.gov/of/2004/1258/HTML/NE_grav_small_map.htm (accessed November 23, 2013).
- [94] BLOMFIELD M., MULÉ S., DRANSFIELD M. and ANNISON C., *Advances in Airborne Geophysics*, in proc. of *10th SEGJ International Symposium, Kyoto, Japan 2011*, pp. 1–2.
- [95] THORNE K. S., *300 Years of Gravitation* (Cambridge University Press, Cambridge, England) 1987.
- [96] SAULSON P. R., *Gen. Relativ. Gravit.*, **43** (2011) 3289.
- [97] RILES K., *Prog. Part. Nuc. Phys.*, **68** (2013) 1.
- [98] WEBER J., *Phys. Rev.*, **117** (1960) 306.
- [99] WEBER J., *Phys. Rev. Lett.*, **22** (1969) 1320.
- [100] ABBOTT B. P., *et al.* (LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION), *Rep. Prog. Phys.*, **72** (2009) 076901.
- [101] MEERS B. J., *Phys. Rev. D*, **38** (1988) 2317.
- [102] PITKIN M., REID S., ROWAN S. and HOUGH J., *Living Rev. Relativ.*, **14** (2011) 5.
- [103] SAULSON P. R., *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors* (World Scientific, Singapore) 1994.
- [104] LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION AND VIRGO COLLABORATION, Tech. rep., LIGO Report T1100322, Virgo Report VIR-0353A-11 (2010-2011).
- [105] MIGA project website: <https://sites.google.com/site/migaproject/> (accessed November 2013).
- [106] GRAHAM P. W., HOGAN J. M., KASEVICH M. A. and RAJENDRAN S., *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 171102.
- [107] CHIOU S.-W., KOVACHY T., CHIEN H.-C. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 130403.
- [108] McDONALD G. D., KUHN C. C. N., BENNETTS S., DEBS J. E., HARDMAN K. S., JOHNSON M., CLOSE J. D. and ROBINS N. P., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 053620.
- [109] APPEL J., WINDPASSINGER P. J., OBLAK D., HOFF U. B., KJÆRGAARD N. and POLZIK E. S., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **106** (2009) 10960.
- [110] SCHLEIER-SMITH M. H., LEROUX I. D. and VULETIĆ V., *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2010) 073604.
- [111] BOHNET J. G., COX K. C., NORCIA M. A., WEINER J. M., CHEN Z. and THOMPSON J. K., *Reduced back-action for phase sensitivity 10 times beyond the standard quantum limit*, arXiv:1310.3177 [quant-ph] (11 October 2013).
- [112] SCHULTZ B. F., *Class. Quantum Grav.*, **16** (1999) A131.
- [113] CREIGHTON J. D. E. and ANDERSON W. G., *Gravitational-Wave Physics and Astronomy: An Introduction to Theory, Experiment and Data Analysis* (Wiley-VCH, Weinheim, Germany) 2011.
- [114] TINO G. M., SORRENTINO F., AGUILERA D., BATTELIER B., BERTOLDI A., BODART Q., BONGS K., BOUYER P., BRAXMAIER C., CACCIAPUOTI L., GAALOUL N., GÜRLEBECK N., HAUTH M., HERRMANN S., KRUTZIK M., KUBELKA A., LANDRAGIN A., MILKE A., PETERS A., RASEL E. M., ROCCO E., SCHUBERT C., SCHULDT T., SENGSTOCK K. and WICHT A., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **243-244** (2013) 203.
- [115] DIMOPOULOS S., GRAHAM P. W., HOGAN J. M. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. D*, **78** (2008) 122002.

- [116] SORRENTINO F., BONGS K., BOUYER P., CACCIAPUOTI L., ANGELIS M., DITTUS H., ERTMER W., GIORGINI A., HARTWIG J., HAUTH M., HERRMANN S., INGUSCIO M., KAJARI E., KÖNEMANN T. T., LÄMMERZAHN C., LANDRAGIN A., MODUGNO G., PEREIRA DOS SANTOS F., PETERS A., PREVEDELLI M., RASEL E. M., SCHLEICH W. P., SCHMIDT M., SENGER A., SENGSTOCK K., STERN G., TINO G. M. and WALSER R., *Microgravity Sci. Technol.*, **22** (2010) 551.
- [117] HOGAN J. M., JOHNSON D. M. S., DICKERSON S., KOVACHY T., SUGARBAKER A., CHIOU S.-W., GRAHAM P. W., KASEVICH M. A., SAIF B., RAJENDRAN S., BOUYER P., SEERY B. D., FEINBERG L. and KESKI-KUHA R., *Gen. Relativ. Gravit.*, **43** (2011) 1953.
- [118] STE-QUEST COLLABORATION, Tech. rep., Leibniz Universität Hannover, Cosmic Vision Mission: STE-QUEST Atom Interferometer Instrument Design Report (September 2013).
- [119] LÉVÈQUE T., GAUGUET A., MICHAUD F., PEREIRA DOS SANTOS F. and LANDRAGIN A., *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 080405.
- [120] MALOSSI N., BODART Q., MERLET S., LÉVÈQUE T., LANDRAGIN A. and PEREIRA DOS SANTOS F., *Phys. Rev. A*, **81** (2010) 013617.
- [121] FOSTER G. T., FIXLER J. B., MCGUIRK J. M. and KASEVICH M. A., *Opt. Lett.*, **27** (2002) 951.

Bibliographie

- [Antoine 03] C. Antoine & Ch. J. Bordé. *Exact phase shifts for atom interferometry*. Physics Letters A, vol. 306, pages 277–284, Janvier 2003.
- [Ashkin 78] A. Ashkin. *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., vol. 40, page 729, 1978.
- [Barnes 89] W.L. Barnes, S.B. Poole, J.E. Townsend, L. Reekie, D.J. Taylor & D.N. Payne. *Er³⁺-Yb³⁺ and Er³⁺ doped fiber lasers*. Lightwave Technology, Journal of, vol. 7, no. 10, pages 1461–1465, Oct 1989.
- [Barrett 13] Brynle Barrett, Pierre-Alain Gominet, Etienne Cantin, Laura Antoni-Micollier, Andrea Bertoldi, Baptiste Battelier, Philippe Bouyer, Jean Lautier & Arnaud Landragin. *Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers*. In International School of Physics “Enrico Fermi” on Atom Interferometry, Varenna, Italy, Juillet 2013. Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi” on Atom Interferometry, 35 figures, 63 pages.
- [Biedermann 09] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase & M. A. Kasevich. *Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states*. Optics letters, vol. 34, no. 3, pages 347–9, Fevrier 2009.
- [Bonnin 13] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel & A. Bresson. *Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer*. Phys. Rev. A, vol. 88, page 043615, Oct 2013.
- [Bordé 02] Ch. J. Bordé. *Atomic clocks and inertial sensors*. Metrologia, vol. 39, no. 5, pages 435–463, 2002.
- [Bouchendira 11] R. Bouchendira, P. Clade, S. Guellati-Khélifa, F. Nez & F. Biraben. *New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics*. Phys. Rev. Lett., vol. 106, page 080801, 2011.
- [Carraz 09] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel & A. Bresson. *Compact and robust laser system for onboard atom interferometry*. Applied Physics B, vol. 97, pages 405–411, 2009.
- [Cheinet 06] P. Cheinet. *Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 2006.
- [Cheinet 08] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Yver-Leduc & A. Landragin. *Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer*. Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, vol. 57, no. 6, pages 1141–1148, 2008.
- [Clément 09] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*. Physical Review A, vol. 79, page 061406, Juin 2009.

- [Cohen-Tannoudji 92] C. Cohen-Tannoudji. *Cours de physique atomique et moléculaire du Collège de France*, 1992.
- [Cohen-Tannoudji 03] C. Cohen-Tannoudji, S. Chu & W. Phillips. Nobel lectures in physics: 1996-2000, chapitre (1997) for development of methods to cool and trap atoms with laser light. World Scientific Pub. Co. Inc., 2003.
- [Courtier 00] N. Courtier, B. Ducarme, J. Goodkind, J. Hinderer, Y. Imanishi, N. Seama, H. Sun, J. Merriam, B. Bengert & D. E. Smylie. *Global superconducting gravimeter observations and the search for the translational modes of the inner core*. Physics of The Earth and Planetary Interiors, vol. 117, pages 3–20, 2000.
- [Dalibard 83] J. Dalibard, S. Reynaud & C. Cohen-Tannoudji. *Proposals of stable optical traps for neutral atoms*. Optics Communications, vol. 47, no. 6, 1983.
- [de Broglie 23] L. de Broglie. *Radiations - Ondes et quanta (Radiation - Waves and quanta)*. C. R. Acad. Sci. (Paris), vol. 177, page 507, 1923.
- [Dick 87] G. J. Dick. *Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*. In 19th Annual Precise Time and Time Interval, pages 133–147. U.S. Naval Observatory, 1987.
- [Dickerson 13] Susannah M. Dickerson, Jason M. Hogan, Alex Sugarbaker, David M. S. Johnson & M. A. Kasevich. *Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry*. Phys. Rev. Lett., vol. 111, page 083001, 2013.
- [Federighi 95] M. Federighi & F. Di Pasquale. *The effect of pair-induced energy transfer on the performance of silica waveguide amplifiers with high Er/sup 3+//Yb/sup 3+ concentrations*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 7, no. 3, pages 303–305, March 1995.
- [Fernandes 12] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon & F. Chevy. *Sub-Doppler laser cooling of fermionic 40 K atoms in three-dimensional gray optical molasses*. EPL (Europhysics Letters), vol. 100, no. 6, page 63001, 2012.
- [Feynman 48] R. P. Feynman. *Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics*. Rev. Mod. Phys., vol. 20, page 367, 1948.
- [Fitzgibbon 99] A. Fitzgibbon, M. Pilu & R.B. Fisher. *Direct least square fitting of ellipses*. Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, vol. 21, no. 5, pages 476–480, May 1999.
- [Fixler 07] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk & M. A. Kasevich. *Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity*. Science, vol. 315, pages 74–77, Janvier 2007.
- [Fort 98] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G. M. Tino & M. Inguscio. *Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps*. European Physical Journal D, vol. 3, no. 2, pages 113–118, Aout 1998.
- [Foster 02] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk & M. A. Kasevich. *Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting*. Opt. Lett., vol. 27, no. 11, pages 951–953, Jun 2002.

- [Fray 04] Sebastian Fray, Cristina Diez, Theodor W Hänsch & Martin Weitz. *Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle*. Physical Review Letters, vol. 93, no. 24, pages 1–4, Decembre 2004.
- [Gauguet 09] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi & A. Landragin. *Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer*. Physical Review A, vol. 80, no. 063604, Decembre 2009.
- [Geiger 11a] R. Geiger. *Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté*. Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, 2011.
- [Geiger 11b] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry*. Nature Communications, vol. 2, page 474, Septembre 2011.
- [Gokhroo 11] V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran & C. S. Unnikrishnan. *Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D + 3D MOT set-up*. Journal of Physics B, vol. 44, no. 11, page 115307, Juin 2011.
- [Gustavson 97] T. L. Gustavson, P. Bouyer & M. A. Kasevich. *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*. Physical Review Letters, vol. 78, no. 11, pages 2046–2049, Mars 1997.
- [Han 01] D. J. Han, Marshall T. DePue & David S. Weiss. *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*. Phys. Rev. A, vol. 63, page 023405, Jan 2001.
- [Imanishi 04] Y. Imanishi, T. Sato, T. Higashi, W. Sun & S. Okubo. *A network of superconducting gravimeters detects submicrogal coseismic gravity changes*. Science, vol. 306, no. 5695, page 476, 2004.
- [Jekeli 05] C. Jekeli. *Navigation error analysis of atom interferometer inertial sensor*. Journal of The Institute of Navigation, vol. 52, no. 1, pages 1–14, 2005.
- [Kasevich 91] M. A. Kasevich & S. Chu. *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. Physical Review Letters, vol. 67, no. 2, pages 181–184, 1991.
- [Kasevich 92] M. A. Kasevich & S. Chu. *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*. Applied Physics B, vol. 332, no. 5, pages 321–332, 1992.
- [Keshet 13] Aviv Keshet & Wolfgang Ketterle. *A distributed, graphical user interface based, computer control system for atomic physics experiments*. Review of Scientific Instruments, vol. 84, no. 1, pages –, 2013.
- [Kinoshita 05] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger & David S. Weiss. *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 71, page 011602, Jan 2005.
- [Könemann 07] T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. van Zoest, E. M. Rasel, W. Ertmer, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, A. Peters, A. Vogel, G. Johannsen, S. Wildfang, K. Bongs, K. Sengstock, E. Kajari, G. Nandi, R. Walser & W. P. Schleich. *A freely falling magneto-optical trap drop tower experiment*. Applied Physics B, vol. 89, pages 431–438, 2007.

- [Lamporesi 08] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli & G. M. Tino. *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*. Physical Review Letters, vol. 100, no. 5, page 050801, Février 2008.
- [Landini 11] M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeorgos, M. Fattori, Massimo Inguscio & Giovanni Modugno. *Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms*. Arxiv preprint arXiv:1107.2337, pages 1–7, 2011.
- [Laurent 98] Ph. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin & C. Salomon. *A cold atom clock in absence of gravity*. The European Physical Journal D, vol. 3, pages 201–204, 1998.
- [Le Gouët 08] J. Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 2008.
- [Lemonde 97] P. Lemonde. *PHARAO : Etude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 1997.
- [Lévêque 09] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos & A. Landragin. *Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique*. Physical Review Letters, vol. 103, page 080405, Aout 2009.
- [Lévêque 10] T. Lévêque. *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [Lévêque 14] T. Lévêque, L. Antoni-Micollier, B. Faure & J. Berthon. *A laser setup for rubidium cooling dedicated to space applications*. Applied Physics B, vol. 116, no. 4, pages 997–1004, 2014.
- [Louchet-Chauvet 11] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos. *The influence of transverse motion within an atomic gravimeter*. New Journal of Physics, vol. 13, no. 6, page 065025, Juin 2011.
- [Malossi 10] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévêque, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Double diffraction in an atomic gravimeter*. Physical Review A, vol. 81, no. 1, page 13617, Janvier 2010.
- [Marson 86] I Marson & J.E. Faller. *g-the acceleration of gravity: its measurement and its importance*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, vol. 19, no. 1, page 22, 1986.
- [McGuirk 02] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden & M. A. Kasevich. *Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry*. Physical Review A, vol. 65, page 033608, Février 2002.
- [Menoret 12] V. Menoret. *Accès à l'atome froid à atomes froids à l'échelle de la gravité pour un test du principe d'équivalence*. Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, 2012.
- [Merlet 10] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, O. Gitlein & L. Timmen. *Comparison between two mobile absolute gravi-*

- meters: optical versus atomic interferometers*. Metrologia, vol. 47, no. 4, pages L9–L11, Aout 2010.
- [Microscope 14] Microscope. *Site web du projet Microscope*, <http://smc.cnes.fr/MICROSCOPE/Fr/index.htm>, 2014.
- [MIGA 11] MIGA. <https://sites.google.com/site/migaproject/>, 2011.
- [Migdall 85] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman & H. J. Metcalf. *First observation of magnetically trapped neutral atoms*. Physical Review Letters, vol. 54, no. 24, 1985.
- [Modugno 01] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni & M. Inguscio. *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*. Science, vol. 294, no. 5545, pages 1320–1322, 2001.
- [Moler 92] K. Moler, D. S. Weiss, M. A. Kasevich & S. Chu. *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*. Physical Review A, vol. 45, no. 1, pages 342–348, Janvier 1992.
- [Müntinga 13] H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, a. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. Hänsch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, a. Peters, M. Popp, J. Reichel, a. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, a. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich & E. M. Rasel. *Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity*. Phys. Rev. Lett., vol. 110, page 093602, 2013.
- [Nath 13] Dipankar Nath, R Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi & C. S. Unnikrishnan. *Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses*. Phys. Rev. A, vol. 88, page 053407, Nov 2013.
- [Novák 03] P. Novák, M. Kern, K.-P. Schwarz, M.G. Sideris, B. Heck, S. Ferguson, Y. Hammada & M. Wei. *On geoid determination from airborne gravity*. Journal of Geodesy, vol. 76, pages 510–522, Février 2003.
- [Nyman 06] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clement, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity*. Applied Physics B, vol. 84, no. 4, pages 673–681, Aout 2006.
- [Peters 01] A. Peters, K. Y. Chung & S. Chu. *High-precision gravity measurements using atom interferometry*. Metrologia, vol. 38, pages 25–61, 2001.
- [Pharao 12] Pharao. *Site web du projet PHARAO*, <http://smc.cnes.fr/PHARAO/Fr/>, 2012.
- [Phillips 85] W. D. Phillips, J. Prodan & H. Metcalf. *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 2, page 1751, 1985.
- [Raab 87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu & D. E. Pritchard. *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Physical Review Letters, vol. 59, no. 23, pages 2631–2634, 1987.

- [Ramsey 90] Norman Ramsey. *Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers*. Rev. Mod. Phys., vol. 62, pages 541–552, Jul 1990.
- [Salomon 13] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer & T. Bourdel. *Gray-molasses cooling of 39K to a high phase-space density*. EPL, vol. 104, no. 6, page 63002, 2013.
- [Schlamminger 08] S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach & E. G. Adelberger. *Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance*. Physical Review Letters, vol. 100, no. 041101, Janvier 2008.
- [Schlippert 14] D. Schlippert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer & E. M. Rasel. *Quantum Test of the Universality of Free Fall*. Phys. Rev. Lett., vol. 112, page 203002, May 2014.
- [Steck 09] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, 2009.
- [Stern 09] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *Light-pulse atom interferometry in microgravity*. The European Physical Journal D, vol. 53, pages 353–357, 2009.
- [Stern 10] G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel & P. Bouyer. *Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling*. Appl. Opt., vol. 49, no. 16, pages 3092–3095, 2010.
- [Stockton 07] John Stockton, Xinan Wu & Mark A Kasevich. *Bayesian estimation of differential interferometer phase*. Physical Review A, vol. 76, no. 3, pages 1–10, Septembre 2007.
- [Stockton 11] J. Stockton, K. Takase & M. A. Kasevich. *Absolute Geodetic Rotation Measurement Using Atom Interferometry*. Physical Review Letters, vol. 107, page 133001, Septembre 2011.
- [Storey 94] P. Storey & C. Cohen-Tannoudji. *The Feynman path integral approach to atom interferometry : a tutorial*. Journal de Physique II, vol. 4, no. 11, pages 1999–2027, 1994.
- [Sugarbaker 13] Alex Sugarbaker, Susannah M. Dickerson, Jason M. Hogan, David M. S. Johnson & M. A. Kasevich. *Enhanced Atom Interferometer Readout through the Application of Phase Shear*. Phys. Rev. Lett., vol. 111, page 113002, 2013.
- [Tackmann 12] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer & E. M. Rasel. *Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer*. New Journal of Physics, vol. 14, no. 015002, Janvier 2012.
- [Tiecke 11] T. G. Tiecke. *Properties of Potassium*, http://staff.science.uva.nl/walraven/walraven/Publications_files/PotassiumProperties.pdf, 2011.
- [van Zoest 10] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P.

- Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könnemann, H. Müntiga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch & J. Reichel. *Bose-Einstein condensation in microgravity*. Science, vol. 328, no. 5985, page 1540, 2010.
- [Varoquaux 08] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 2008.
- [Varoquaux 09] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin & P. Bouyer. *How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle*. New Journal of Physics, vol. 11, page 113010, 2009.
- [Weiss 89] David S. Weiss, Erling Riis, Yaakov Shevy, P. Jeffrey Ungar & Steven Chu. *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, no. 11, pages 2072–2083, Nov 1989.
- [Wicht 02] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic & S. Chu. *A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry*. Phys. Scr., vol. T102, pages 82–88, 2002.
- [Will 14] C. M. Will. *The Confrontation Between General Relativity and Experiment*. Living Reviews in Relativity, vol. 17, no. 4, Juin 2014.
- [Williams 04] James G Williams, Slava G Turyshev & Dale H Boggs. *Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 26, page 261101, 2004.
- [Williams 09] J.G. Williams, S. G. Turyshev & D.H. Boggs. *Lunar Laser Ranging tests of the Equivalence Principle with the Earth and Moon*. International Journal of Modern Physics D, vol. 7, pages 1129–1175, 2009.
- [Wolf 99] P. Wolf & P. Tournenc. *Gravimetry using atom interferometers : Some systematic effects*. Physics Letters A, vol. 251, pages 241–246, 1999.
- [Wu 09] X. Wu. *Gravity gradient survey with a mobile atom interferometer*. Thèse de Doctorat, Stanford University, 2009.
- [Zhou 11] L. Zhou, Z. Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. C. Peng, K. Hao, R. B. Li, M. Liu, J. Wang & M. S. Zhan. *Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement*. General Relativity and Gravitation, vol. 43, no. 7, pages 1931–1942, 2011.

Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ aéroporté pour un test du principe d'équivalence.

Résumé

Lors de ces vingt dernières années, de nouvelles techniques de refroidissement et de manipulation des atomes ont permis le développement de senseurs inertiels basés sur l'interférométrie atomique. Le projet ICE est un interféromètre atomique double espèce qui a pour objectif de tester le principe d'équivalence faible. Afin d'augmenter la sensibilité de l'instrument, l'expérience est réalisée en micro-gravité lors de vols paraboliques à bord de l'Airbus A300 zero-g de Novespace.

L'interféromètre est composé de deux espèces atomiques (^{87}Rb et ^{39}K) ayant des transitions atomiques très proches (780 et 767nm). Ces longueurs d'ondes sont générées par une source laser bi-fréquence ultra-stable. Issue des technologies telecom et ensuite doublées en fréquence, elle est capable de résister aux contraintes des vols paraboliques.

Précédemment, des mesures d'accélérations furent réalisées par un interféromètre Rubidium en 1g et 0g en vol. Récemment, à l'aide d'un nouveau dispositif expérimental reposant sur une nouvelle enceinte à vide en titane, nous avons réalisé un des premiers accéléromètres Potassium. Cet atome présente en effet certaines difficultés à refroidir et à manipuler et demande un excellent contrôle des différents paramètres expérimentaux.

Je présente ainsi dans ce manuscrit, les résultats obtenus avec le Rubidium et le Potassium sur le nouveau dispositif expérimental, et les récents progrès réalisés en vue d'un accéléromètre double espèce Rb/K.

Abstract

During the last two decades, new techniques to cool and manipulate atoms has enabled the development of inertial sensors based on atom interferometry. The ICE project aims to verify the weak equivalence principle (WEP) using a compact and transportable dual-species atom interferometer. To make precise tests of the WEP, this experiment is performed in a micro-gravity environment during parabolic flights onboard the Novespace zero-g aircraft.

The interferometer is composed of two atomic species (^{87}Rb et ^{39}K) with similar transition wavelengths (780 nm and 767 nm), which are derived from frequency-doubled telecom lasers. This ultra-stable laser source is able to withstand the parabolic flight and their rough conditions.

In previous work, we have demonstrated measurements from a cold rubidium interferometer during the 1g and 0g phases during flights. Recently, we manage to carry out one of the first gravimeter with ^{39}K in a new titanium vacuum system. This is a huge achievement because this atom is hard to cool down and to manipulate.

I will present in this thesis, the results with Rubidium and Potassium on the new set-up, I will report on recent progress toward a double species $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ interferometer.
